

THESE

**Contribution à l'étude de la recirculation
en aval d'une marche en écoulement pulsé**

présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE NANCY I

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Michel LABBÉ

Ingénieur ENSEM.

soutenue le 31 Janvier 1975, devant la Commission d'Examen

JURY :

M. J. LEGRAS Président

MM. J. GOSSE	}	Examineurs
M. MARTIN		
M. LEBOUCHÉ		
R. SEMERIA ...		Invité



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555024_0013

THÈSE

Contribution à l'étude de la recirculation en aval d'une marche en écoulement pulsé

présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE NANCY I

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Michel LABBÉ

Ingénieur ENSEM.

soutenue le 31 Janvier 1975 , devant la Commission d'Examen

JURY :

M. J. LEGRAS Président

MM. J. GOSSE	}	Examineurs
M. MARTIN		
M. LÉBOUCHÉ		

R. SEMERIA . . . Invité

THESE

Contribution à l'étude de la respiration
et des réactions métaboliques en général

Par M. J. VAN DER WOUDE

Présentée à l'Université de Leyde

pour obtenir le grade de

LE TITRE DE DOCTEUR EN MÉDECINE

LEYDE, 1924

1924



Imprimé par J. J. VAN NELLE, Leyde

1924

Reçu par la Bibliothèque de la Faculté de Médecine

le 15 Mars 1924

à la Bibliothèque de la Faculté de Médecine

à la Bibliothèque de la Faculté de Médecine

à la Bibliothèque de la Faculté de Médecine

A MON MAITRE
Monsieur le Professeur M. MARTIN

*En reconnaissance de l'aide bienveillante
qu'il m'a accordée*

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au LABORATOIRE D'ENERGETIQUE ET DE MECANIQUE THEORIQUE ET APPLIQUEE DE NANCY.

Nous remercions tout particulièrement Monsieur Maurice MARTIN, Maître de Conférences à l'Ecole Nationale Supérieure de la Métallurgie et de l'Industrie des Mines de Nancy, qui a bien voulu diriger notre travail. Nous l'assurons ici de toute notre gratitude pour la compétence et la patience avec lesquelles il a dirigé cette étude. Nous lui exprimons également notre vive reconnaissance pour l'appui moral et matériel qu'il a toujours su nous apporter.

Nous exprimons notre reconnaissance la plus sincère à Monsieur le Professeur J. LEGRAS qui a bien voulu nous faire l'honneur de présider notre jury d'examen.

Nous adressons nos remerciements les plus vifs à Monsieur J. GOSSE, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers qui a bien voulu s'intéresser à nos travaux et faire partie du jury.

Nous remercions Monsieur M. LEBOUCHE, Chargé de Recherche au C.N.R.S., pour les nombreux conseils qu'il nous a prodigués.

Que Monsieur R. SEMERIA, Chef du Service des Transferts Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, soit remercié d'avoir répondu favorablement à notre invitation.

Nous n'aurons garde d'oublier dans nos remerciements Messieurs D. GRAND et A. LATROBE du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble pour l'aide qu'ils nous ont apportée au cours de notre étude numérique.

C'est aussi à Monsieur D. GUITARD, Maître-Assistant à l'E.N.S.E.M. et à l'Equipe de Monsieur G. BECK du Laboratoire de Métallurgie de l'Ecole des Mines, en particulier Messieurs J.C. CHEVRIER, F. MOREAUX et B. COLLERET, que nous adressons nos plus sincères remerciements pour les conseils qu'ils nous ont donnés.

Nos vifs remerciements sont adressés à l'ensemble du personnel de l'Atelier de Mécanique de l'E.N.S.E.M. et en particulier à Monsieur MURGIA, pour le soin et la patience qui ont été portés à la réalisation de notre montage.

Nous remercions également l'Atelier de Mécanique de l'Ecole des Mines pour les services qu'ils nous a rendus.

Enfin nous remercions nos camarades, Chercheurs et Techniciens du Laboratoire pour l'aide sympathique et indispensable qu'ils nous ont apportée. Nous n'oublierons pas de remercier Madame SPIESS et Mademoiselle BREGAND pour la compétence avec laquelle elles ont préparé l'impression de ce mémoire.

Table des Matières

Notations

Avant-Propos

Introduction

CHAPITRE I

1ère Partie

GENERALITES SUR L'ECOULEMENT EN AVAL D'UNE MARCHE BIDIMENSIONNELLE. ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE	1
---	---

2ème Partie

GENERALITES SUR LA METHODE POLAROGRAPHIQUE	6
I-2.1 Principe des mesures polarographiques	6
I-2.2 Utilisation de sondes circulaires	11
I-2.3 Extension des possibilités de mesures. Sondes doubles.	11

3ème Partie

ETUDE NUMERIQUE DE LA REPONSE DES SONDES SIMPLES ET DOUBLES	13
I-3.1 Objectifs de l'étude	13
I-3.2 Equation du bilan de matière	13
I-3.3 Méthode numérique	13
I-3.3.1 Choix de la méthode	13
I-3.3.2 Discrétisation de l'équation	15
I-3.3.3 Le maillage	16
I-3.4 Recherche d'un mode d'évaluation des flux sur les électrodes	18
I-3.5 Résultats en écoulement cisailé pur	20
I-3.5.1 Electrode simple	21
I-3.5.2 Sondes doubles fictives	26
I-3.5.3 Sondes doubles réelles avec bande isolante mince	27
I-3.5.4 Influence de la longueur isolante e^* sur l'interaction entre électrodes	31
I-3.6 Résultats dans le cas où il existe une composante de vitesse normale à la paroi	34
I-3.6.1 Cas des sondes simples	34
I-3.6.2 Cas des sondes doubles fictives	35
I-3.7 Conclusions	36

CHAPITRE II

LE MONTAGE EXPERIMENTAL	37
II-1 Description du montage	37
II-2 Mise en oeuvre des mesures anémométriques	42
II-3 Mise en oeuvre de la méthode polarographique	43
II-3.1 Choix du réactif	43
II-3.2 Les électrodes	44
II-3.3 La chaîne analogique de conditionnement et de traitement du signal	45
II-3.4 Polarogrammes	47
II-4 Moyens de traitement des signaux anémométriques et pola- rographiques	48
II-5 Etalonnage du pulsateur	48
II-5.1 Définition du taux de pulsation	48
II-5.2 Etude du taux de pulsation en fonction des dif- férents paramètres	50
II-6 Tableau récapitulatif des caractéristiques du montage ...	52
II-7 Caractéristiques de la veine	53
II-7.1 Régime permanent	53
II-7.2 Régime pulsé	58

CHAPITRE III

ETUDE DE L'ECOULEMENT DANS L'ELARGISSEMENT EN REGIME PERMANENT ...	59
III-1 Etude de la zone de cisaillement	62
III-1.1 Caractérisation de cette zone	62
III-1.2 Etude dynamique de cette zone	62
III-2 Etude du corps du tourbillon principal	70
III-3 Etude pariétale	70
III-3.1 Etude de la zone de recollement	73
III-3.2 Position du point de recollement	74
III-3.3 Fluctuations de la position du point de recolle- ment	75
III-3.4 Etude de la région dite "tridimensionnelle"	77
III-4 Conclusion	77

CHAPITRE IV

INCIDENCE DES PULSATIONS SUR LA ZONE DE RECIRCULATION	79
IV-1 Mise en évidence de l'effet des pulsations	79
IV-2 Etude de la couche de cisaillement	82

IV-3 Visualisation de l'écoulement en régime pulsé	87
IV-4 Condition de décrochement des tourbillons	88
IV-5 Etude pariétale de la veine	89
IV-5.1 Etude du tourbillon de coin	90
IV-5.2 Etude du tourbillon principal	90
IV-5.3 Etude de la phase du gradient pariétal de vitesse	93
IV-6 Conclusion	95
CONCLUSION	99
ANNEXE	
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	

Notations

Nous ne donnons ici que les notations essentielles. Les autres seront définies dans le texte.

A	Aire de la surface active de l'électrode
b	Epaisseur de la couche de cisaillement
b'	Epaisseur de la partie sensible de la couche de cisaillement
C	Concentration de corps actif
C_o	Concentration au loin des électrodes
C^*	Concentration réduite : $C^* = C/C_o$
d	Diamètre
D	Coefficient de diffusion moléculaire
e	Longueur de la bande isolante
e^*	Longueur réduite : $e^* = e/L$
e'^*	Longueur réduite : $e'^* = e/(L/2)$
E	Potentiel
f	Fréquence
f_o	Fréquence caractéristique en écoulement permanent
F	Fréquence de pulsation imposée
F^*	Fréquence réduite : $F^* = Fh/\overline{U}_o$
F_c^*	Fréquence réduite critique
$\mathcal{F}$	Nombre de FARADAY
G	Gain
$\mathcal{G}$	Densité spectrale normée d'énergie
h	Hauteur de marche
H	Demi-hauteur de la veine d'expérience, avant la marche
I	Intensité du courant polarographique
j	Densité de flux de matière
j^*	Densité réduite de flux de matière : $j^* = \partial C^* / \partial y^*$
K	Coefficient de transfert de masse : $K = \Phi / C_o A$
K^*	Coefficient réduit de transfert de masse : $K^* = KL/D$
K'^*	Coefficient réduit de transfert sur une électrode de longueur $L/2$
L	Longueur de l'électrode dans le sens de l'écoulement
ℓ	Dimension transversale de l'électrode
S	Gradient pariétal de vitesse

S^*	Gradient réduit de vitesse : $S^* = SL^2/D$
t	Temps
T	Température
Tu	Intensité de turbulence
U, V, W	Composantes de vitesse selon x, y, z
U_0	Vitesse de référence
U_c	Vitesse sur l'axe de la veine : $U_c = U_c(x)$
x, y, z	Coordonnées spatiales selon l'axe de l'écoulement, normalement à la paroi ou à l'arête de la marche, et selon la direction transversale
x_r	Abscisse de la position moyenne du point de recollement
δ	Épaisseur de couche limite
Δ_c^*	Épaisseur réduite de la couche de diffusion
λ	Longueur d'onde
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
ρ	Masse volumique
τ	Taux de fluctuation
τ_0	Taux de pulsation dans la section de référence
Φ	Flux massique
Re	Nombre de REYNOLDS
$Re(H)$	Nombre de REYNOLDS : $Re(H) = U_0 H/\nu$
Sc	Nombre de SCHMIDT : $Sc = \nu/D$
Sh	Nombre de SHERWOOD : $Sh = KL/D$
St	Nombre de STROUHAL

Indices supérieurs

*	Nombre adimensionnel
-	Valeur moyenne dans le temps

Avant - Propos

Depuis quelques années, de nombreux chercheurs se penchent sur l'étude des écoulements en régime non permanent ou "instationnaire". Dans cette classe d'écoulements non permanents, les écoulements périodiques tiennent une large place. Ils existent en effet dans :

- Les turbomachines ou les machines à mouvement alternatif linéaire telles les moteurs ;
- Les chambres de combustion pulsatoire, les injecteurs ou les brûleurs pulsés ;
- Les échangeurs industriels en nappes successives ;
- Certains réseaux dans lesquels des phénomènes oscillatoires peuvent apparaître spontanément.

Nous nous sommes intéressés à l'influence des pulsations de l'écoulement en conduite lors d'un élargissement brusque. Sur le plan industriel, il importe de connaître le comportement d'un fluide lors d'un raccordement brusque de deux conduites de diamètres différents ou par exemple de l'arrivée d'une canalisation dans une "chambre" ou une "cuve".

Le travail qui est présenté ici comporte essentiellement des résultats d'ordre dynamique. Il sera poursuivi par des études axées plus particulièrement sur les échanges thermiques et massiques aux abords de la zone de recirculation.

Introduction

Depuis 1965, des études aérodynamiques et aérothermiques ont été effectuées au Laboratoire dans une soufflerie à air pulsé. MARTIN [1] a étudié sur un cylindre transversal à l'écoulement l'influence des pulsations de la vitesse incidente sur la structure dynamique du sillage et sur le transfert de chaleur. Il a montré qu'il existe un effet des pulsations qui se révèle particulièrement important dans les zones en recirculation.

En 1970, une étude semblable a été menée sur le cylindre par STOCCHI [2], puis par LEBOUCHÉ [3,4] à l'aide d'une méthode électrochimique. Cette méthode permet d'obtenir des valeurs quantitatives du gradient pariétal local de vitesse, ainsi que du flux massique pariétal. On a ainsi pu proposer un schéma explicatif de l'action des pulsations sur la structure de l'écoulement et donc sur le transfert dans ces zones.

Toutefois, l'accès au modèle dynamique complet restant difficile dans le cas du cylindre, nous avons choisi de travailler dans des configurations géométriques plus simples. L'étude de l'écoulement sur une marche bidimensionnelle s'insère bien dans les travaux de notre équipe et devrait nous permettre, en plus de l'étude de l'influence des pulsations, d'améliorer notre technique de mesure dans les zones décollées ou recirculées.

CHAPITRE I

1ère Partie

GENERALITES SUR L'ÉCOULEMENT EN AVAL D'UNE MARCHE BIDIMENSIONNELLE. ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

Les études concernant l'écoulement d'un fluide lors d'un élargissement brusque de section sont relativement peu nombreuses. Les théoriciens sont certainement les premiers à avoir abordé l'étude de cette configuration d'écoulements. Dans le cas d'une recirculation, les équations et les méthodes utilisées pour les résoudre dépendent de la nature de l'écoulement. En ce qui concerne les écoulements laminaires bidimensionnels, on peut citer les travaux de TIN KAN HUNG et ENZO MACAGNO [5] qui ont étudié par une méthode très élaborée les écoulements à bas nombre de REYNOLDS ($Re < 300$). Ils estiment que les résultats obtenus sont vraisemblables mais le manque de résultats expérimentaux et surtout la difficulté de réaliser un écoulement bidimensionnel laminaire correct les conduit à envisager l'année suivante le cas d'un élargissement axisymétrique [6]. De nombreux auteurs ont ensuite utilisé des modèles plus complexes applicables aux écoulements turbulents. Encore très récemment BRADSHAW et WONG [7], lors d'une rencontre de spécialistes à Stanford, mettaient l'accent sur l'extrême pauvreté des résultats numériques obtenus en écoulement turbulent en regard des expériences réalisées. Il convient cependant de citer les travaux récents de l'équipe de SANANES [8] qui a obtenu des résultats satisfaisants dans le cas d'écoulements axisymétriques.

Sur le plan expérimental, une étude récente de GOLDSTEIN [9] permet de rassembler les résultats expérimentaux antérieurs relatifs au cas des écoulements laminaires. Cet auteur observe notamment des recollements à des distances comprises entre 3 et 13 hauteurs de marche. Il donne une formule permettant de déterminer l'abscisse de recollement en fonction de la vitesse incidente, de la hauteur de marche et d'un paramètre supplémentaire qui est l'épaisseur de déplacement de la couche limite dans la

section initiale. Cet auteur note aussi des phénomènes tridimensionnels, également observés par AUNG. Il s'agirait d'une absorption continue de fluide par les extrêmités latérales de la zone de recirculation et d'une éjection selon l'axe pariétal médian de la veine.

Parmi les études expérimentales en régime d'écoulement turbulent, une des premières et des plus approfondies a été faite par ABBOTT et KLINE [10] en 1962. Selon ces auteurs la zone séparée peut être divisée en trois régions (figure I-1,1) :

- La première ($0 < x < \ell_1$) dite "tridimensionnelle", est située immédiatement en aval de la marche.
- La seconde ($\ell_1 < x < \ell_2$), où l'écoulement est toujours en recirculation, est constituée par le tourbillon principal.
- La troisième région ($\ell_2 < x < \ell_3$) est telle que selon l'instant t considéré, les particules qui s'y trouvent peuvent être soit recirculées, soit entraînées vers l'aval.

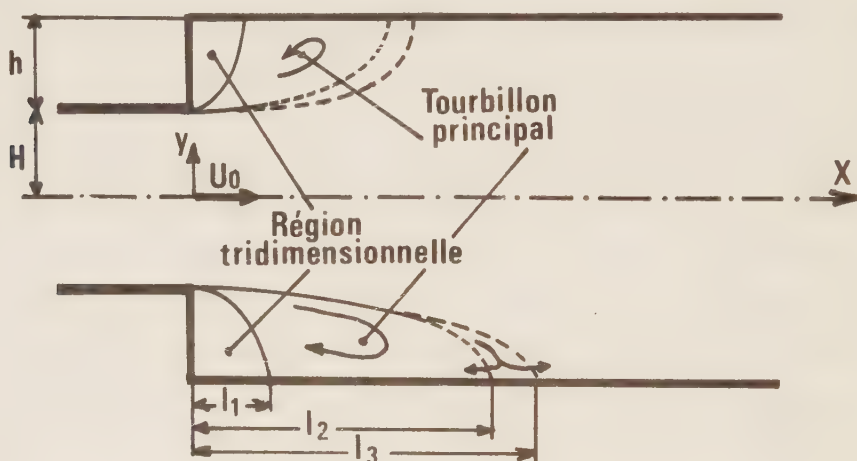


Figure I-1,1

Selon ces auteurs, les caractéristiques géométriques de ces régions sont déterminées par la connaissance du rapport h/H . On constate qu'il existe une valeur critique de h/H , voisine de 0,5. En dessous de cette valeur, l'écoulement est symétrique dans l'élargissement. Les dimensions

des zones de recirculation sont stables dans le temps et ne dépendent alors que de h . En particulier le point de recollement est situé à une distance de la marche d'environ 6 à 7 h . Dès que h/H dépasse 0,5, l'écoulement devient dissymétrique. En aval d'une des marches on observe une petite zone de recirculation stable dans le temps ; l'autre zone séparée est plus grande et ses trois longueurs caractéristiques fluctuent selon des rythmes de très basse fréquence. Enfin, il n'y a pas de côté préférentiel pour chacune de ces deux zones séparées qui peuvent s'inverser de façon aléatoire à chaque mise en route ou modification de l'installation. De plus ABOTT et KLINE concluent que les grandeurs caractéristiques précédentes sont indépendantes de l'intensité de turbulence et du nombre de Reynolds, ce dernier devant être toutefois suffisamment élevé pour que l'écoulement incident soit pleinement turbulent.

Ces résultats ont été confirmés en 1967 par FILETTI et KAYS [11] qui ont étudié le transfert thermique pariétal après l'élargissement. Le maximum de transfert est obtenu dans la zone de recollement déterminée par les auteurs précédents.

D'autres auteurs ont utilisé le biais du transfert pour déterminer (en conduite cylindrique) les caractéristiques de la zone de recirculation : citons entre autres les travaux de RUNCHAL [12] (transfert massique) et ceux de MARTYNENKO et BAIRASHEVSKY [13] (transferts massique et thermique qui conduisent aux mêmes conclusions). Il semble d'après leurs travaux que le point de recollement est situé à une distance de la marche du même ordre de grandeur, qu'il s'agisse du cas bidimensionnel ou du cas axisymétrique.

Plus récemment, BRADSHAW et WONG [7] ont recensé des expériences antérieures, puis étudié eux-mêmes le cas des écoulements turbulents. Ils estiment que l'état de la couche de cisaillement, en particulier sa courbure et l'angle d'attaque au recollement, sont des éléments importants qui conditionnent la recirculation. Mais ils indiquent également comme l'avait déjà signalé CHILCOTT dans son article de synthèse [14] que le paramètre essentiel qui détermine les conditions

de la recirculation est l'épaisseur de la couche limite incidente. Plus exactement, les phénomènes observables peuvent être regroupés en trois catégories selon que l'épaisseur de la couche limite dans la section initiale est:très petite, très grande, ou du même ordre de grandeur que la hauteur de marche. Le problème est toujours très complexe, mais il semble que ce soit dans le domaine des couches limites fines que les résultats expérimentaux se recoupent le mieux d'un auteur à l'autre.

Nous retiendrons finalement que les caractéristiques de la recirculation dépendent de la nature de l'écoulement, de la nature et des caractéristiques de la couche limite incidente. De plus de nombreux auteurs mentionnent l'existence de phénomènes tridimensionnels dans le tourbillon principal.

Dans tous les cas, l'abscisse x_r du point de recollement dépend explicitement de la hauteur de la marche. Par contre, la quantité x_r/h devrait être indépendante de la hauteur de marche dans le cas où l'écoulement est turbulent pleinement développé, ou dans un écoulement turbulent où l'épaisseur de la couche limite est petite devant h (à condition que l'on ait h/H inférieur à 0,5). Dans cette configuration, différents auteurs s'accordent à dire que x_r/h doit être compris entre 5 et 8. L'importance de l'incertitude montre bien que le problème n'est pas encore parfaitement maîtrisé.

Dans le cadre des études voisines, on peut noter le cas des rugosités. Là encore, les résultats dépendent de la hauteur de la rugosité vis-à-vis de celle de la couche limite. COUNIHAN, HUNT et JACKSON [15] ont étudié et constaté l'énorme complexité du problème dans le cas où la hauteur de rugosité est faible. BRADSHAW [7] indique que le décollement amont, lui-même fortement conditionné par le profil de l'obstacle, influe beaucoup sur la réorganisation de l'écoulement à l'aval. OKA [16] a étudié une, puis deux rugosités dans le sillage l'une de l'autre, dans le cas d'un écoulement turbulent pleinement développé. Cet auteur a montré que la présence de la deuxième rugosité entraîne un raccourcissement du sillage derrière la première, et que le sillage derrière la seconde a le caractère de celui que l'on observerait derrière une première rugosité de hauteur plus faible.

Certains auteurs, comme MORKOVIN qui avait déjà souligné l'intérêt que peut présenter toute étude sur les recollements (IUTAM-Laval 1971), abordent actuellement la visualisation dans le cas des rugosités tridimensionnelles [17]. On ne peut pas douter que leurs travaux apporteront des éléments précieux à l'étude des écoulements bidimensionnels, ou du moins supposés tels.

Une autre classe de problèmes est celle des cavités. Les travaux sur ce sujet sont relativement plus nombreux, mais ne nous ont pas apporté beaucoup d'éléments utiles. Citons toutefois MAULL et EAST [18] qui ont visualisé des cellules tridimensionnelles importantes dans le cas des cavités peu profondes, ainsi que GRAND, LATROBE et VERNIER [19] qui ont étudié numériquement et expérimentalement le transfert thermique pariétal.

Nous n'avons pas trouvé d'études concernant les écoulements pulsés dans un élargissement brusque. A notre connaissance, seuls HOGAN et MORKOVIN [20,21] étudient actuellement ce problème.

2ème Partie

GENERALITES SUR LA METHODE POLAROGRAPHIQUE

La polarographie est une méthode permettant entre autre la détermination locale et instantanée du gradient pariétal de vitesse dans un liquide en mouvement. L'emploi de cette méthode est particulièrement judicieux pour les mesures en paroi puisqu'elle n'engendre aucune perturbation de l'écoulement contrairement aux sondes anémométriques. Cette méthode qui offre de plus la possibilité de connaître localement le sens de l'écoulement pariétal est tout à fait adaptée à l'étude de la recirculation en aval d'une marche et à la détermination du point de recollement.

I-2.1 Principe des mesures polarographiques

La méthode de mesure repose sur la réduction électrochimique d'un réactif en solution, en général ionique, dans des conditions particulières :

- L'électrode de mesure, de très petites dimensions et insérée dans une paroi, est portée à un potentiel tel que la réaction de réduction soit très rapide. Dans ces conditions, la concentration du réactif est maintenue nulle sur la surface de l'électrode et égale à C_0 au loin de celle-ci.
- La contre électrode, de grandes dimensions et relativement éloignée de la première, assure la continuité du circuit électrique sans jamais affecter la vitesse de réaction à l'électrode de mesure.

Les électrons qui donnent naissance au courant externe sont échangés par les ions du réactif au niveau des électrodes. L'apport d'ions

résulte de différents effets :

- Apport d'ions par transport ;
- Apport d'ions par diffusion ;
- Apport d'ions sous l'effet du champ électrique existant entre les électrodes ;
- Enfin apport d'ions par la convection naturelle que provoque la réaction au niveau de l'électrode.

L'effet du champ électrique est neutralisé par une addition massive dans la solution d'ions non réactifs, c'est ce qu'on appelle l'électrolyte indifférent. Quant à la convection naturelle, elle n'est perceptible qu'aux faibles vitesses d'écoulement comme cela sera précisé plus loin. Dans ces conditions, le courant obtenu sur les électrodes ne dépend plus que du flux apporté par transport et diffusion.

A partir de ce bilan, on obtient aisément l'équation aux dérivées partielles qui régit le champ de concentration. La densité de flux de matière est donnée par :

$$\vec{j} = - D \overrightarrow{\text{grad } C} + C \vec{V} \quad (\text{I-2,1})$$

où D est le coefficient de diffusion moléculaire et $\vec{V}$ le vecteur vitesse local. La conservation des espèces impose :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0 \quad (\text{I-2,2})$$

ce qui conduit pour un fluide isovolume à l'équation fondamentale :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overrightarrow{\text{grad } C} - D \Delta C = 0 \quad (\text{I-2,3})$$

Le champ de concentration est donc déterminé dès qu'on connaît les conditions hydrodynamiques et les conditions aux limites qui sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} C = C_0 & \text{à l'infini} \\ C = 0 & \text{à la surface de l'électrode (simple ou double)} \\ \frac{\partial C}{\partial n} = 0 & \text{densité de flux de matière nulle sur la surface de la paroi inerte} \end{array} \right.$$

Le flux Φ du réactif à l'électrode est :

$$\Phi = \iint_A D \frac{\partial C}{\partial n} d\sigma \tag{I-2,4}$$

d'où il résulte un courant d'intensité I dans le circuit électrique tel que :

$$I = n \mathcal{F} \Phi \tag{I-2,5}$$

où n est le nombre d'électrons mis en jeu dans la réaction, et $\mathcal{F}$ le nombre de FARADAY soit 96 500 coulombs.

Il a été montré de diverses façons que le rapport $r = \Delta/\delta$, où Δ représente l'épaisseur de la couche limite massique et δ l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique, évolue comme $Sc^{-\frac{1}{3}}$ pour Sc grand (Sc : nombre de SCHMIDT = ν/D). Si on se place dans des conditions telles que Sc soit de l'ordre de 1 000, il en résulte que $r = \Delta/\delta$ est de l'ordre de 1/10 dans le cas où les deux couches limites naissent simultanément à la surface de l'obstacle. Le rapport r est encore plus petit quand on considère le cas d'une couche limite massique naissant dans une couche hydrodynamique déjà développée. Il est donc tout à fait justifié de dire que le rapport r calculé sur la longueur de l'électrode supposée de petite dimension est très petit devant 1.

Le champ de concentration est alors localisé au voisinage immédiat de la paroi, dans une zone où les forces de viscosité prédominent. Ceci permet d'introduire dans (I-2,3) un modèle dynamique simplifié où les composantes de vitesse parallèles à la paroi sont des fonctions linéaires de la distance à la paroi. Dans le cas général tridimensionnel, on obtient ainsi :

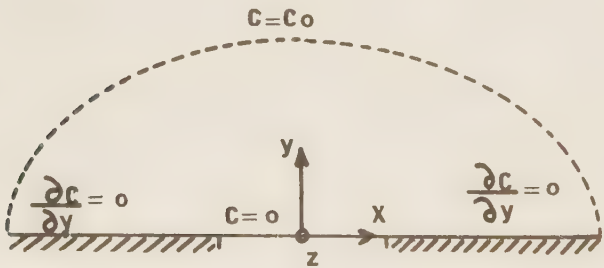


Figure I-2,1

$$\begin{cases} U = S_x.y \\ W = S_z.y \end{cases} \tag{I-2,6}$$

La troisième composante de vitesse est déduite de l'équation de continuité :

$$V = - \frac{y^2}{2} \left(\frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_z}{\partial z} \right) \tag{I-2,7}$$

Compte tenu de ces hypothèses, l'équation (I-2,3) prend la forme suivante en écoulement permanent :

$$S_x y \frac{\partial C}{\partial x} + S_z y \frac{\partial C}{\partial z} - \frac{y^2}{2} \left(\frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_z}{\partial z} \right) \frac{\partial C}{\partial y} = D \Delta C \quad (I-2,8)$$

Remarque : Rappelons que :

- Il n'a pas été tenu compte dans cette équation des effets de convection naturelle. COGNET [22] et LEBOUCHÉ [23] ont étudié expérimentalement et théoriquement le phénomène. Ces auteurs concluent que les effets de la convection naturelle deviennent négligeables dès que le gradient réduit S^* (qui sera défini plus loin) atteint une valeur de l'ordre de 10 ;
- L'écoulement extérieur à la sous couche visqueuse est perturbé par la turbulence qui affecte malgré tout le gradient pariétal. L'effet non linéaire de ces fluctuations n'est pas pris en compte ici et nos résultats ne seront donc applicables qu'aux cas où le niveau des fluctuations est faible.

Des résolutions analytiques de (I-2,8) peuvent alors être obtenues dans le cas d'un champ bidimensionnel si on lui adjoint l'hypothèse

$$\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad (I-2,9)$$

ce qui revient à négliger la diffusion tangentielle.

Remarque : Le champ bidimensionnel associé à un écoulement bidimensionnel correspond à celui qui est engendré par une électrode rectangulaire, de

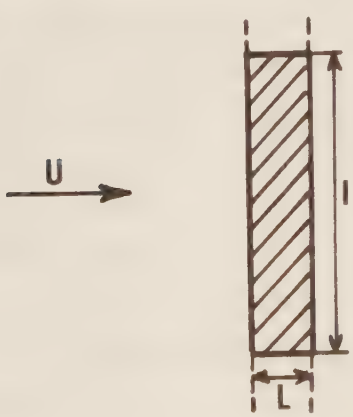


Figure I-2,2

largeur infinie et placée perpendiculairement à l'écoulement incident. En pratique, la largeur l n'est pas infinie mais suffisamment grande pour que l'on puisse négliger les effets de bord.

SON et HANRATTY [24] puis LEBOUCHÉ [25] qui tient compte de la composante normale de vitesse ont

donné les solutions de (I-2,8) dans le cas bidimensionnel en utilisant l'hypothèse simplificatrice (I-2,9). On obtient alors :

$$C/C_o = \frac{1}{\Gamma(4/3)} \int_0^\eta e^{-t^3} dt \quad (I-2,10)$$

avec :

$$\eta = y S^{\frac{1}{2}} \left[9D \int_0^x S^{\frac{1}{2}} dx \right]^{-\frac{1}{3}} \quad (x = 0 \text{ au bord amont de l'électrode})$$

La densité de flux s'écrit :

$$j(x) = \frac{3/2 C_o}{\Gamma(4/3)} \left(\frac{D^2}{9} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{d}{dx} \left[\left(\int_0^x S^{\frac{1}{2}} dx \right)^{\frac{2}{3}} \right] \quad (I-2,11)$$

De plus, si S peut être considéré comme constant sur l'électrode, le flux total devient :

$$\Phi = \frac{3/2}{\Gamma(4/3)} \frac{C_o D \ell}{9^{\frac{1}{3}}} \left(\frac{SL^2}{D} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (I-2,12)$$

ou en posant : $S^* = SL^2/D$ et $K^* = KL/D$ (appelé aussi nombre de SHERWOOD), K étant le coefficient de transfert défini par : $K = \Phi/C_o A$ où A est l'aire de l'électrode :

$$K^* = 0,807 S^{*\frac{1}{3}} \quad (I-2,13)$$

En tenant compte des dimensions très réduites de l'électrode de mesure, il est presque toujours légitime de considérer le gradient de vitesse comme constant sur l'électrode. On peut toutefois affiner cette hypothèse en utilisant une évolution linéaire de S le long de l'électrode. L'intégration de (I-2,11) montre que la partie principale de l'expression du flux est donnée par une expression analogue à (I-2,13) où S^* devient alors la valeur du gradient réduit au centre de l'électrode. LEBOUCHÉ [26] constate que le terme correctif, fonction de dS/dx , est très petit sauf au voisinage d'un point de séparation. Dans ces conditions, on voit que (I-2,13) constitue une relation simple et biunivoque entre le gradient moyen de vitesse et le flux recueilli sur l'électrode. C'est sur cette relation que s'appuie toute la méthode polarographique en ce qui concerne la mesure des gradients.

I-2.2 Utilisation de sondes circulaires

En pratique, on préfère souvent pour la mesure du gradient pariétal de vitesse les électrodes circulaires aux rectangulaires. L'intérêt est clair puisque la configuration géométrique de l'électrode circulaire permet son utilisation dans les écoulements tridimensionnels, du moins lorsqu'on ne s'intéresse qu'au module du gradient. Par contre, on ne connaît pas d'expression analytique, même approchée, donnant la densité de flux sur ce type d'électrode. On admet toutefois, comme l'ont montré PY et GOSSE [27] par voie numérique, que les deux types d'électrodes se comportent de la même façon aux gradients élevés. Ces auteurs ont montré que l'expression du coefficient de transfert réduit (I-2,13) est la même pour les deux types d'électrodes. Il convient simplement d'attribuer la valeur d du diamètre de l'électrode à la longueur caractéristique L figurant dans S^* .

I-2.3 Extension des possibilités de mesures. Sondes doubles

Sur une électrode, le flux recueilli sur la partie amont est plus important que celui recueilli sur la partie aval. D'où l'idée d'utiliser deux électrodes identiques, isolées électriquement l'une de l'autre par une bande mince.

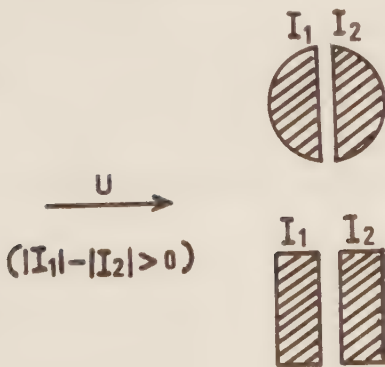


Figure I-2,3

La comparaison des intensités I_1 et I_2 (figure I-2,3) donne alors le sens de l'écoulement, la somme donnant toujours le gradient si on suppose négligeable l'influence de la bande isolante.

PY et GOSSE [27] ont de plus montré pour les gradients élevés qu'en utilisant des sondes doubles circulaires on pouvait connaître aisément non seulement le sens mais aussi la direction de l'écoulement quand celui-ci

n'est pas perpendiculaire à la ligne isolante. Toutefois la réalisation des sondes doubles circulaires étant très délicate, on utilise plus souvent les sondes rectangulaires, ce qui se justifie quand les écoulements sont bidimensionnels.

L'intérêt des sondes doubles est incontestable quant à la détermination de certains points particuliers tels que : points d'arrêts, points de recollement, décollements. D'une manière générale, l'exploration des zones dites "recirculées" (face aval des cylindres, sillages de marche, etc...) est grandement facilitée par l'usage de ces électrodes doubles. Il est toutefois apparu que les gradients pariétaux pouvaient atteindre des valeurs faibles dans ces zones et que les lois limites utilisées jusqu'à présent (absence de termes en $\partial^2/\partial x^2$) devaient être reconsidérées. Par ailleurs, le postulat selon lequel la bande isolante n'a qu'une influence négligeable n'a jamais été vérifié à notre connaissance.

Une étude numérique a été faite il y a quelques années par COGNET [22] sur la réponse des sondes simples, mais elle fut limitée par le manque de puissance des ordinateurs. L'existence de machines plus performantes, associée à celle de méthodes numériques efficaces et éprouvées, nous a incités à reprendre l'étude commencée par l'auteur précédent.

3ème Partie

ETUDE NUMERIQUE DE LA REPOSE DES SONDES SIMPLES ET DOUBLES

I-3.1 Objectifs de l'étude

Nous nous proposons de :

- 1) Définir les fonctions de transfert des sondes simples dans une vaste gamme de gradients et comparer les résultats obtenus à la loi limite ;
- 2) Evaluer sur une sonde simple les interactions entre les parties amont et aval de celle-ci pour diverses valeurs du gradient. Ceci doit permettre de mettre en évidence le rôle de la diffusion tangentielle ;
- 3) Etudier la réponse des sondes doubles réelles dans le cas où la longueur isolante e^* est celle des conditions expérimentales habituelles ;
- 4) Etudier pour diverses valeurs de e^* l'influence de la largeur isolante sur l'interaction des sondes entre elles, avec application à l'effet de sillage dans le cas d'une batterie de sondes.

I-3.2 Equation du bilan de matière dans une configuration bidimensionnelle

Le traitement de l'équation (I-2,8) est effectué sur des variables adimensionnelles dont les éléments de réduction sont la longueur active L de l'électrode et la concentration C_o de la solution au loin de l'électrode.

$$x^* = \frac{x}{L} \quad y^* = \frac{y}{L} \quad C^* = \frac{C}{C_o} \quad S^* = \frac{SL^2}{D} \quad (I-3,1)$$

Dans le cas où le problème est bidimensionnel, il vient :

$$S^* y^* \frac{\partial C^*}{\partial x^*} - \frac{y^{*2}}{2} \frac{dS^*}{dx^*} \frac{\partial C^*}{\partial y^*} = \frac{\partial^2 C^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial y^{*2}} \quad (I-3,2)$$

On adjoint à (I-3,2) les conditions aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} C^* = 0 & \text{sur l'électrode} \\ C^* = 1 & \text{au loin} \\ \frac{\partial C^*}{\partial y^*} = 0 & \text{sur la paroi inerte} \end{array} \right. \quad (I-3,3)$$

Remarque : Il est à noter que le gradient réduit S^* est un paramètre commode pour le traitement des équations, mais qu'il n'a pas de signification physique précise. Dans ce contexte, il peut paraître curieux de ne pas voir apparaître de nombre de REYNOLDS ; ce dernier existe en fait et est contenu dans S^* puisque :

$$S^* = \frac{SL^2}{D} = \frac{(SL)L}{\nu} \frac{\nu}{D} = \text{Re}(U_L, L) \text{ Sc}$$

On constate que ce nombre de REYNOLDS ainsi défini n'a pas de signification concrète et c'est pourquoi nous ne l'avons pas introduit.

I-3.3 Méthode numérique

I-3.3.1 Choix de la méthode

La résolution des équations stationnaires présente des difficultés pour les valeurs élevées du nombre de REYNOLDS (ici de S^*), difficultés dues à la présence des termes de convection. Les schémas centrés ne donnent de solution que jusqu'à des valeurs du nombre de REYNOLDS de l'ordre de 500 [19]; pour Re plus grand, on préfère des schémas décentrés. Nous avons choisi la méthode proposée par GOSMAN [28], utilisant un schéma dit "décentré amont" où la discrétisation s'effectue en tenant compte du sens de l'écoulement. Cette particularité est d'un grand intérêt dans l'étude des écoulements avec retour ou oscillant avec change-

ment de sens dans le temps. La méthode repose sur l'écriture d'un bilan local sur une maille, certaines conditions aux frontières étant données par les caractéristiques de la maille située immédiatement en amont. La résolution plus générale d'un système d'équations proposée par GOSMAN est ici simplifiée par l'hypothèse (I-2,6) qui a été faite sur le champ des vitesses, ce qui permet de ne traiter qu'une équation.

I-3.3.2 Discrétisation de l'équation

La discrétisation de (I-3,2) se conduit en calculant une intégrale double de chacun de ses membres. Chaque intégrale peut être aisément transformée pour donner la forme plus classique d'un bilan de flux sur un contour. L'équation traitée revient alors à écrire l'égalité des flux transportés et diffusés. Le bilan est effectué sur un contour qui délimite une surface dont les sommets sont les centres de 4 mailles du réseau. Cette surface et les notations sont explicitées sur la figure I-3,1.

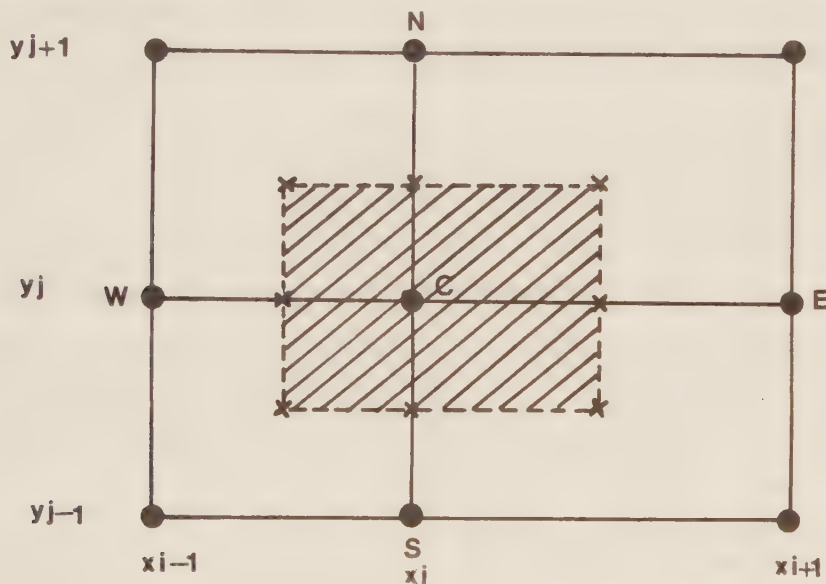


Figure I-3,1

On obtient finalement une expression simple :

$$C_C = \frac{\alpha_E C_E + \alpha_W C_W + \alpha_N C_N + \alpha_S C_S}{\alpha_E + \alpha_W + \alpha_N + \alpha_S}$$

qui fournit $C_{i,j}$ en fonction de la concentration aux quatre noeuds adjacents, pour tout point n'appartenant pas aux frontières du domaine. (Le détail de ce calcul est exposé dans l'annexe A ainsi que d'autres précisions sur la procédure de résolution).

Cas des noeuds situés sur les frontières du domaine

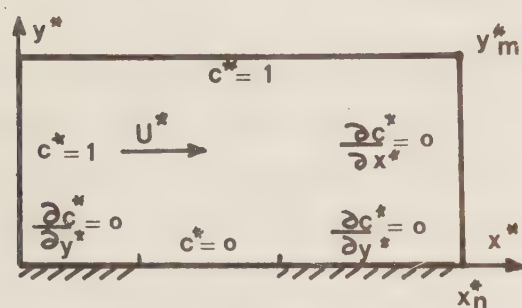


Figure I-3,2

Le réseau est rectangulaire et les conditions aux limites utilisées sont les suivantes (figure I-3,2)

- Sur la frontière supérieure, on écrit : $C_{i,m}^* = 1$ et sur la frontière amont : $C_{1,j}^* = 1$.

- A l'aval, la condition $C^* = 1$ est remplacée par

une condition de faible évolution que l'on traduit par :

$$C_{n,j}^* = C_{n-1,j}^* \quad \left(\frac{\partial C^*}{\partial x} = 0 \right)$$

Cette dernière condition permet de travailler sur un réseau plus petit, donc de gagner de la place en mémoire centrale. Par ailleurs, les caractéristiques du sillage sont encore peu connues, et dans ces conditions il est au moins aussi légitime d'écrire que le champ de concentration évolue peu en x^* que d'affirmer qu'il a atteint sa valeur limite.

- Sur l'électrode, on écrit : $C_{i,1}^* = 0$
- Enfin sur la paroi inerte, on suppose une évolution parabolique de la concentration (en y^*) et on déduit $C_{i,1}^*$ de $C_{i,2}^*$ et $C_{i,3}^*$ en écrivant que la dérivée normale est nulle.

I-3.3.3 Le maillage

Le maillage est constitué par une grille rectangulaire à pas variable. Les dimensions des mailles sont en progression géométrique, les pas

les plus fins étant au niveau de la paroi (en y^*) et dans les zones de discontinuité des conditions aux limites (en x^*). La taille maximale du

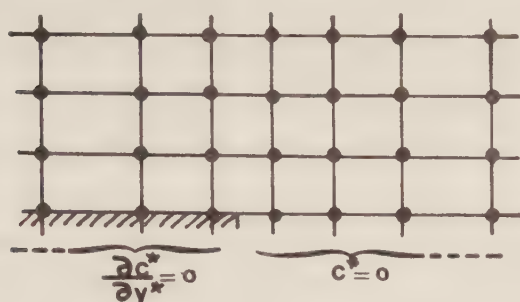


Figure I-3,3

réseau est 130 x 40. Les dimensions du réseau sont déterminées de la façon suivante :

a) Une électrode simple a une longueur unité et est discrétisée par 21 noeuds au moins.

(Chacune des parties

actives d'une sonde double a une longueur de 0,5).

b) La longueur inerte à l'amont est courte, généralement de 0,5 ; elle atteint 1,5 pour les très faibles gradients.

c) La longueur inerte à l'aval est comprise entre 1 et 4.

d) La hauteur du maillage est déterminée par le calcul suivant : dans un premier temps, on calcule l'épaisseur Δ_c^* de la couche de diffusion au bord aval de l'électrode. Ce calcul est fait à partir de l'expression analytique (I-2,10) en cherchant la hauteur Δ_c^* telle que : $C^* = 0,99$. Une résolution numérique approchée donne $\Delta_c^* = 3 S^{*\frac{1}{3}}$. Nous avons choisi comme hauteur du réseau un majorant arbitraire qui correspondait à : $1,5 \Delta_c^*$.

e) Les nombres de points sur les différentes zones se déterminent à partir des longueurs par les considérations suivantes :

- SPALDING présume que la résolution diverge lorsque la raison des progressions géométriques dépasse 1,5.

- Les chercheurs du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble conseillent de ne pas utiliser des mailles dont l'élancement (rapport de la plus grande à la plus petite dimension) est supérieur à 7.

Ces deux conditions ont toujours été respectées.

I-3.4 Recherche d'un mode d'évaluation des flux sur les électrodes

Les champs de concentration étant calculés, il faut évaluer le flux sur les électrodes. Les premiers essais ont été conduits en estimant la densité de flux à partir d'une approximation parabolique du type :

$$C^* = ay^{*2} + by^* \quad (C^* = 0 \text{ pour } y^* = 0) \quad (\text{I-3,4})$$

Cette formulation ne s'est pas avérée satisfaisante puisque la concentration sur les bords de l'électrode évolue comme $\sqrt{y^*}$. Par contre, au centre de l'électrode, la concentration évolue en y^* d'une façon rigoureusement linéaire. Pour estimer la densité de flux, nous avons finalement retenu la formulation suivante :

$$y^* = aC^{*2} + bC^* \quad (\text{I-3,5})$$

Cette formulation présente en plus l'avantage de permettre, théoriquement du moins, l'obtention d'une densité de flux infinie ce qui n'était pas le cas de (I-3,4).

Il convient maintenant pour obtenir le flux global d'intégrer les densités de flux locales sur toute la surface de l'électrode. La densité de flux présentant un caractère asymptotique au voisinage des bords d'électrode, il est naturel de chercher un équivalent de la densité de flux que nous supposerons de la forme :

$$j^*(x^*) \sim |x^* - x_0^*|^n \quad (\text{I-3,6})$$

où x_0^* est l'abscisse du bord de l'électrode. Remarquons que cette abscisse est a priori inconnue : elle doit seulement se trouver entre deux noeuds de paroi adjacents sur lesquels les conditions aux limites sont différentes.

Ayant calculé $j^*(x^*)$ en 3 points extrêmes de l'électrode à l'aide de (I-3,5), nous avons résolu sur machine le système à 3 équations suivant :

$$j_i^*(x_i^*) = k |x_i^* - x_0^*|^n \quad i = 1, 2, 3 \quad (\text{I-3,7})$$

Dans le cas du bord amont, il apparaît que n est compris entre $-0,48$ et $-0,52$ pour $50 \leq S^* \leq 100\ 000$. Aux faibles vitesses la dispersion est plus grande, ainsi que dans le cas du bord aval dans tout le domaine de gradients. Pour une dizaine d'exemples, la résolution des champs de concentration a été faite avec deux maillages différents. On constate de façon systématique que la valeur de n obtenue est d'autant plus proche de $-0,5$ que le maillage est plus fin. La valeur $n = -0,5$ est donc optimale et nous l'avons adoptée pour la suite. Notons que le test a été fait également pour les sondes doubles, en particulier aux frontières de la bande isolante, et qu'il a toujours été confirmé. Finalement, l'intégration du flux a été conduite de la façon suivante :

- sur les deux mailles extrêmes, le flux est obtenu par intégration de :

$$j^*(x^*) = k |x^* - x_0^*|^{-0,5} \quad (I-3,8)$$

où k et x_0^* sont déduits d'un système linéaire à deux équations (équation I-3,8 appliquée sur les 1er et 2ème points) ;

- dans la partie centrale de l'électrode, le flux est calculé par intégration d'une interpolation parabolique des densités de flux calculées en 3 points.

Il n'est guère possible de justifier rigoureusement l'estimation de la densité de flux, ainsi que le mode d'intégration que nous utilisons ici. En particulier, la formule (I-2,11) donne $x^{*-1/3}$ pour équivalent de $j^*(x^*)$ à l'amont et fait état d'une décroissance monotone de la densité de flux jusqu'à l'aval, ce qui n'est pas notre cas. Mais cette loi ne peut toutefois pas être considérée comme rigoureuse puisqu'elle a été établie en négligeant la diffusion tangentielle, ce qui est d'autant moins justifié qu'on s'approche du bord de l'électrode. Par contre, la solution tirée des travaux de CARSLAW et JAEGER [29], qui donne le champ de concentration tridimensionnel sur une électrode circulaire en

régime statique^(*), montre une évolution de C^* en $\sqrt{y^*}$ au bord de l'électrode et une variation de j^* en $|x^* - x_0^*|^{-\frac{1}{2}}$.

Un des avantages de cette technique numérique réside dans la possibilité de déterminer les différentes valeurs de x_0^* , d'où la longueur exacte de l'électrode, ce qui réduit l'incertitude du calcul. Par contre, la valeur de x_0^* n'étant connue qu'après le calcul, il convient de modifier a posteriori le gradient réduit en fonction de cette longueur. Le flux calculé correspond alors à un gradient réduit S^* tel que $S^* = S'^*(L'^*/l)^2$ où L'^* est la longueur calculée de l'électrode et S'^* le gradient réduit introduit initialement.

I-3.5 Résultats en écoulement cisailé pur $\left(\frac{\partial S^*}{\partial x}\right) = 0$

Le coefficient de transfert réduit est noté K^* . Il est calculé sous la forme :

$$K^* = \int_0^l \left(\frac{\partial C^*}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} dx^* \quad (\text{I-3,9})$$

Nous définirons de même, pour la comparaison ultérieure avec des sondes doubles, un coefficient de transfert réduit K'^* calculé pour une électrode simple de longueur $L/2$. On a alors :

$$K'^* = \frac{K'(L/2) (L/2)}{D}$$

et :

$$K'^*(S^*) = K^*(S^*/4) \quad (\text{I-3,10})$$

$$(*) \quad \left\{ \begin{array}{l} C = 1 - \frac{2}{\pi} \text{Arc sin} \frac{2r_0}{[(r-r_0)^2+y^2]^{\frac{1}{2}} + [(r+r_0)^2+y^2]^{\frac{1}{2}}} \\ j(r) = \frac{2D}{\pi r_0} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad \text{pour} \quad r < r_0 \end{array} \right.$$

r_0 étant le rayon de l'électrode

I-3.5.1 Electrode simple

Nous avons tout d'abord étudié le coefficient de transfert réduit K^* d'une électrode simple dans une vaste gamme de gradients : $1 \leq S^* \leq 10^5$ les résultats sont rassemblés dans le tableau suivant :

S^*	0,971	2,94	9,80	49,0	106	197
K^*	1,406	1,72	2,19	3,37	4,24	5,12

S^*	395	793	1590	3185	9980	10^5
K^*	6,37	7,99	9,78	12,3	17,8	37,9

TABLEAU T1

Ces valeurs sont portées sur la figure I-3,4. L'accord avec les résultats de COGNET est bon pour $S^* \geq 50$. Cet auteur indiquait déjà que ses valeurs étaient incertaines pour des gradients plus faibles puisque le résultat dépend de la taille du réseau. La finesse de construction utilisée ici permet de reculer cette limite jusqu'à $S^* = 1$. Pour les valeurs élevées du gradient, les résultats sont très proches de la loi limite $K^* = 0,807 S^{*1/3}$.

Toutefois, il faut bien remarquer que l'expérimentateur doit déduire le gradient à partir d'un flux connu. Dans ces conditions on voit que l'écart obtenu sur S^* en utilisant la loi limite n'est pas négligeable, surtout aux basses vitesses. Nous avons porté cet écart sur la figure I-3,5 où la grandeur de référence est le gradient calculé par la loi limite.

Sur la figure I-3,6 nous avons porté les réseaux de courbes isoconcentrations pour différents gradients. On remarque l'aspect généralement arrondi aux bas gradients, plus cassé pour les valeurs élevées de S^* . On note également une forte concentration des courbes à l'amont de l'électrode pour $S^* = 100\ 000$.

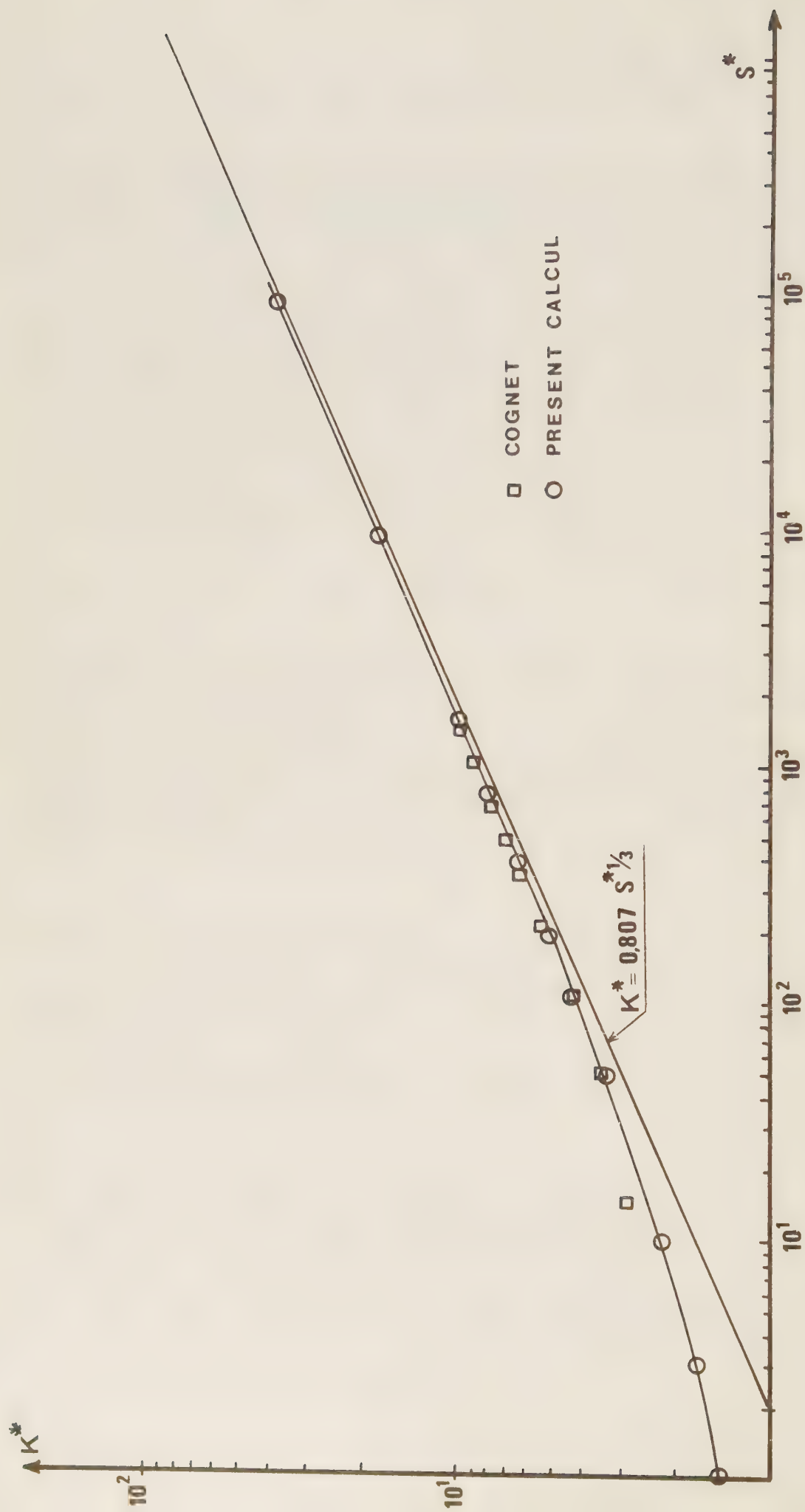


Figure I-3,4
Variation du coefficient de transfert réduit en fonction du gradient réduit.

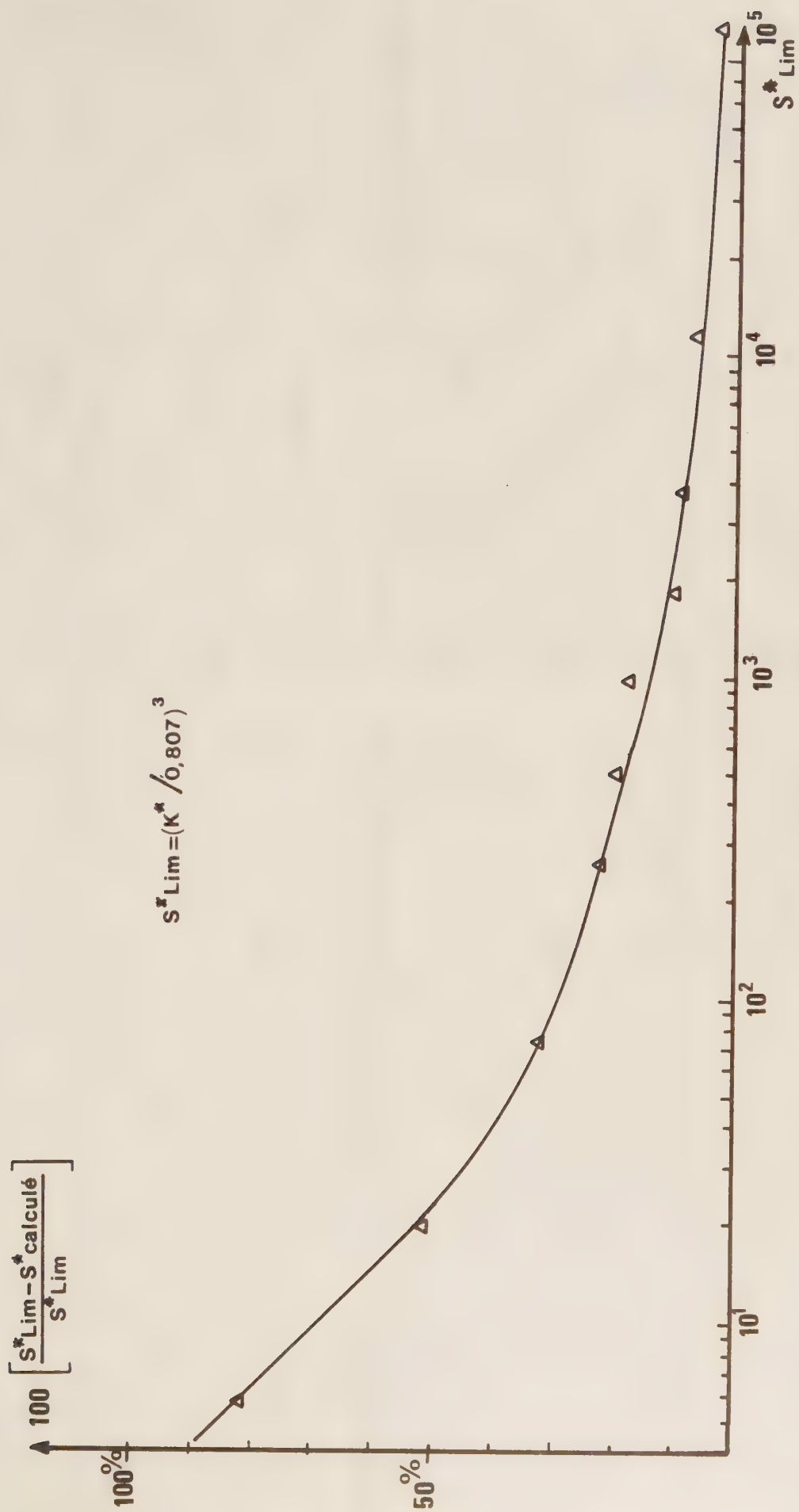


Figure I-3,5
Ecart obtenu sur l'estimation du gradient

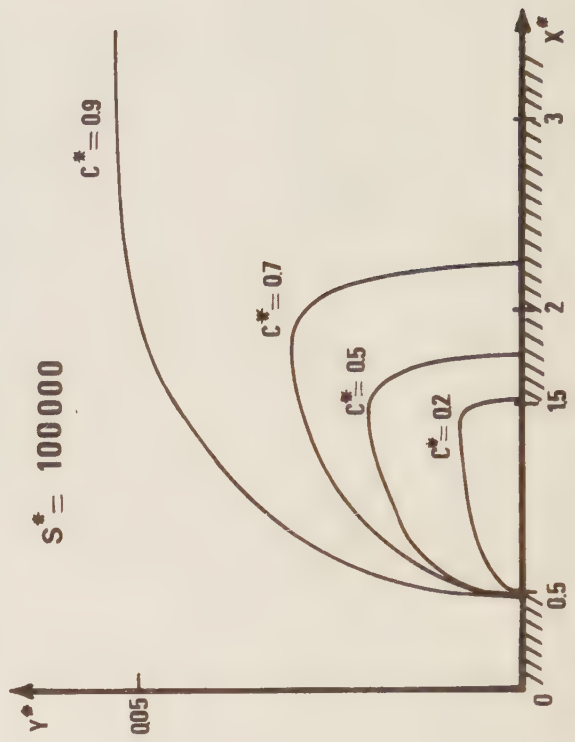
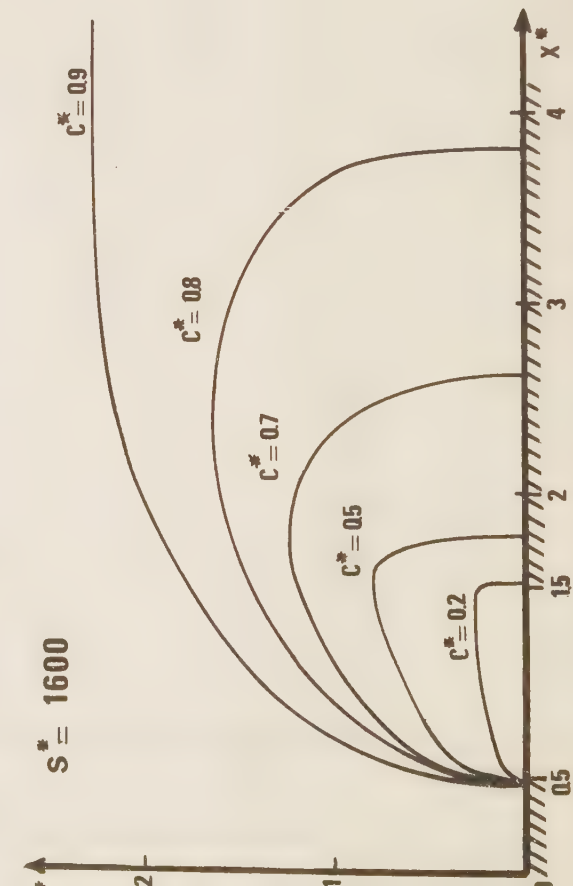
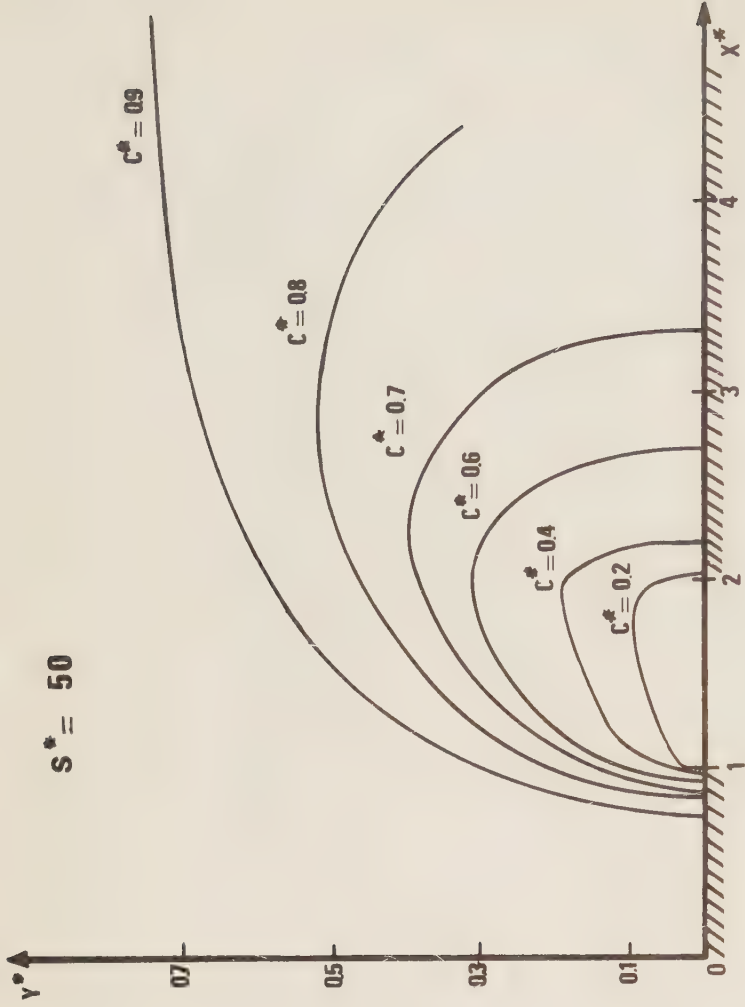
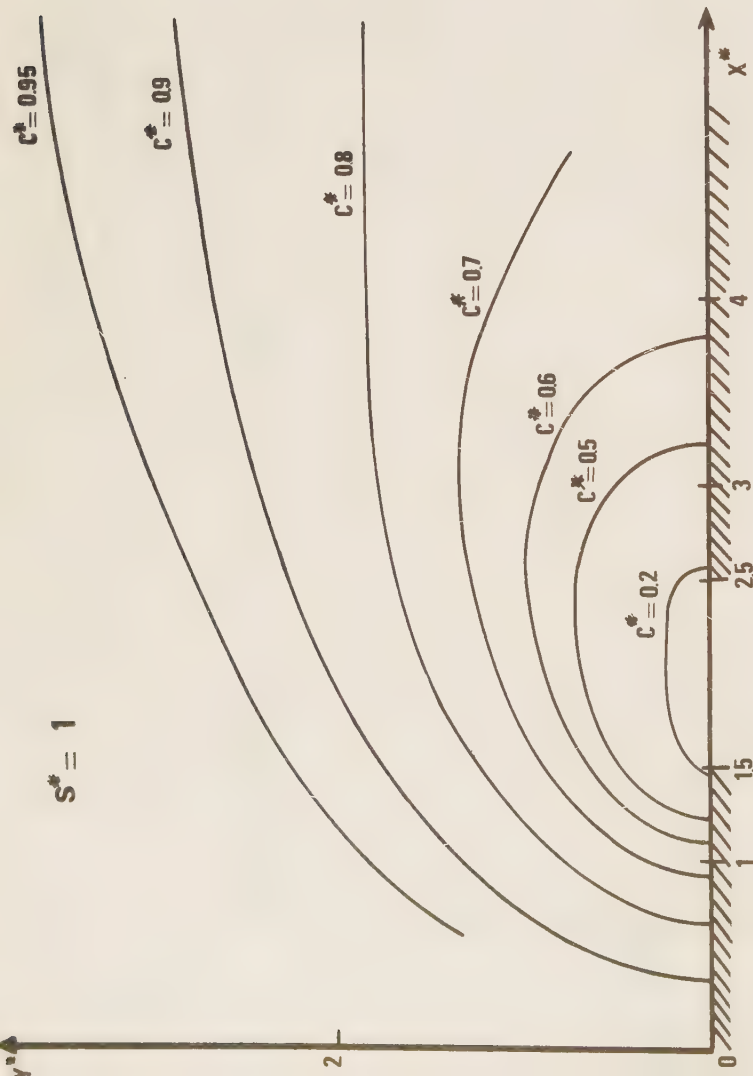


Figure I-3, 6

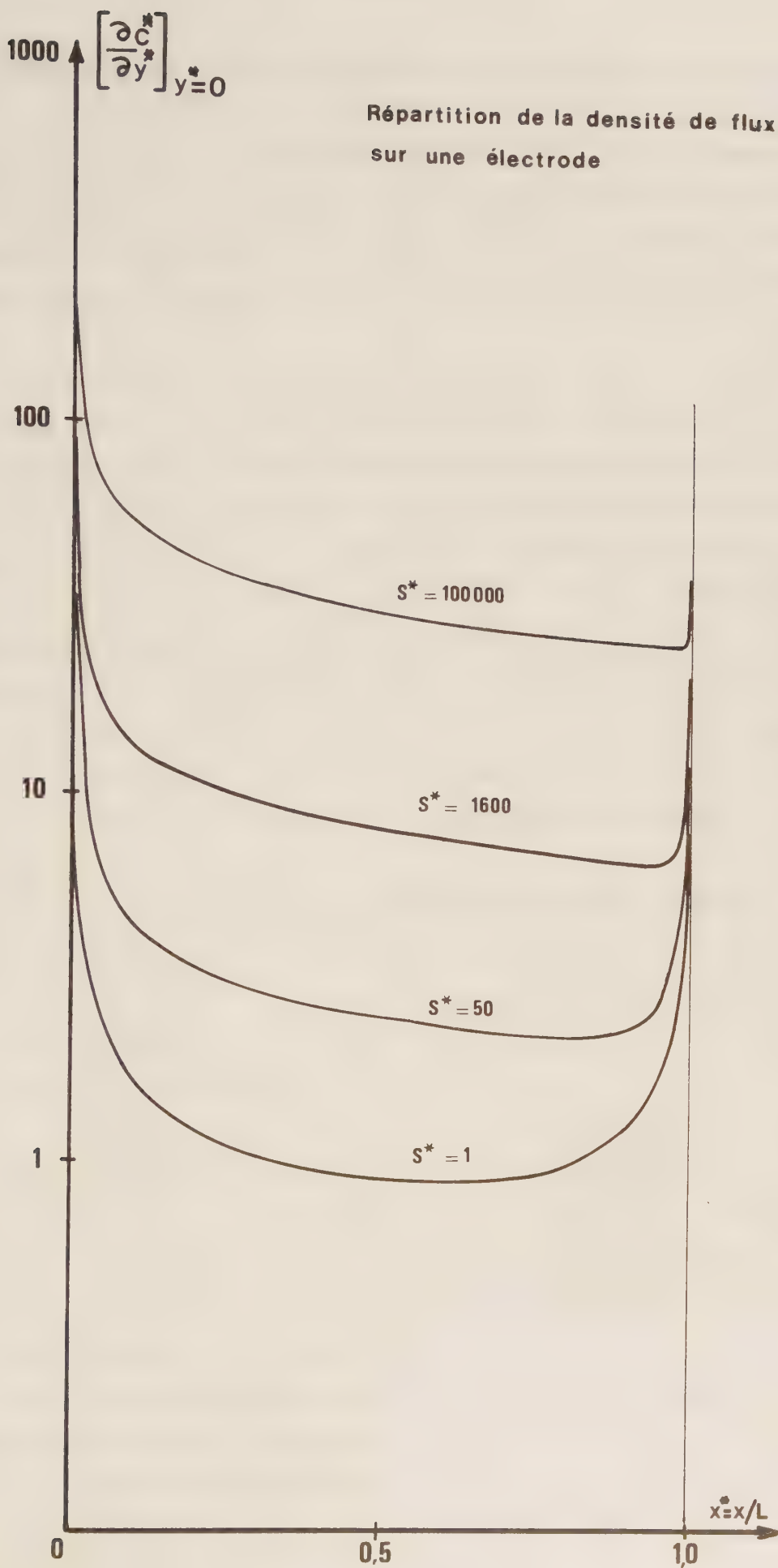


Figure I-3,7

Quelques répartitions de la densité de flux sur l'électrode sont représentées sur la figure I-3,7. Pour $S^* = 1$, la répartition des flux est pratiquement symétrique. Quand le gradient réduit croît, la répartition devient moins symétrique et s'accorde de plus en plus parfaitement avec la loi d'évolution en $x^{*-\frac{1}{3}}$ (I-2,11) ; pour $S^* = 100\ 000$ l'accord numérique des densités de flux calculées avec celles obtenues par la loi limite est excellent sauf pour les trois points extrêmes de chaque bord d'électrode.

Il est à remarquer à propos des flux que nous avons ajouté au programme le calcul du flux sur le contour extérieur du réseau. En moyenne, l'écart avec le flux calculé sur l'électrode est de l'ordre de 5 %, ce qui peut être considéré comme satisfaisant. Des écarts supérieurs à 10 % ont été obtenus dans le cas où il existe une composante normale de vitesse de très fort module. Cette anomalie s'explique par le fait que l'on est très proche d'une inversion des vitesses à l'intérieur du maillage, ce qui rend partiellement caduques les hypothèses faites sur les conditions aux limites.

I-3.5.2 Sondes doubles fictives

Nous appelons sonde double fictive deux électrodes séparées par une bande isolante de longueur nulle. En pratique, nous avons calculé séparément sur les électrodes simples le coefficient de transfert réduit sur la moitié aval. Nous conviendrons d'appeler :

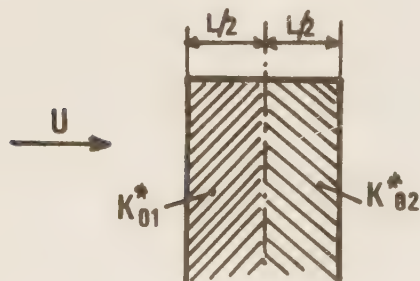


Figure I-3,8

K_{01}^* , K_{02}^* les coefficients de transfert réduit sur les électrodes amont et aval ;
 K_o^* le coefficient de transfert réduit global avec bien sûr :
 $K_o^* = K_{01}^* + K_{02}^*$. Enfin, conformément à nos conventions nous noterons $K_o'^*$ le coefficient de transfert réduit sur une électrode seule de longueur $L/2$, noyée dans une paroi inerte, et soumise au même gradient.

a) Mise en évidence de l'effet de l'aval sur l'amont

Pour mettre cet effet en évidence, nous étudions la quantité : $K_{O1}^*/K_O'^*$ (figure I-3,9) . On voit que $K_{O1}^*/K_O'^*$ tend vers 1 quand le gradient augmente. Cela signifie que l'effet de l'aval sur l'amont devient nul aux grandes vitesses. Aux faibles gradients, l'effet est très important puisqu'il atteint presque 40 % du transfert.

b) Mise en évidence de l'effet de l'électrode amont sur l'électrode aval

L'effet de l'électrode amont est très important, mais on constate qu'il dépend relativement peu du gradient. La valeur numérique du rapport de $K_{O2}^*/K_O'^*$ obtenue pour $S^* = 10^5$ est conforme à la limite théorique que l'on peut tirer de (I-2,11) : $2^{\frac{2}{3}} - 1$ soit 0,587.

c) Mise en évidence de l'effet global de la diffusion tangentielle

Cet effet a déjà été observé dans l'étude de K_O^* . On note à nouveau sur la figure I-3,9 (courbe $K_O^*/K_{O\infty}^*$) l'importance très grande de la diffusion tangentielle dans le domaine des bas gradients.

I-3.5.3 Sondes doubles réelles avec bande isolante mince

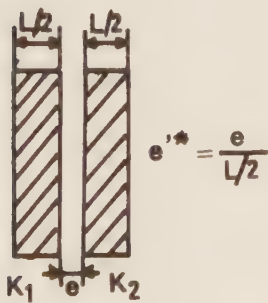


Figure I-3,10

Rappelons que les résultats qui seront donnés sur les sondes doubles ont été calculés sur des électrodes de longueur 0,5 afin de pouvoir les comparer facilement aux résultats obtenus avec les électrodes simples. La longueur isolante, souvent rapportée à la longueur d'une électrode, est notée e'^* et vaut ici $e'^* = e/(L/2)$. Dans

le cas des sondes doubles à bande isolante mince, nous avons pris $e'^* = 0,1$ qui correspond à la valeur adoptée pour la réalisation de nos sondes expérimentales. Enfin les coefficients de transfert réduits sont notés K_1^* pour l'électrode amont et K_2^* pour l'électrode aval.

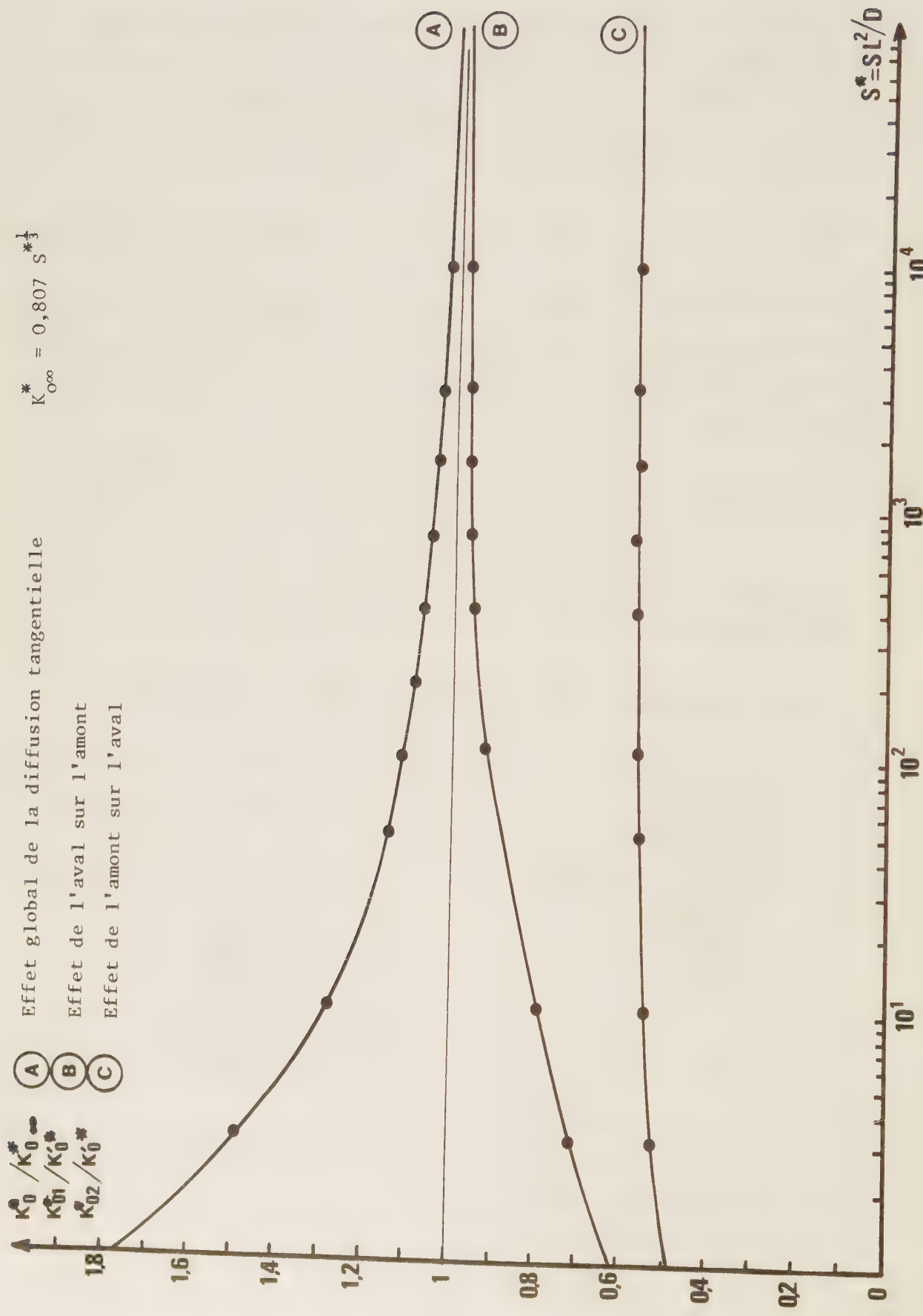


Figure I-3,9

a) Effet de la bande isolante sur le coefficient de transfert global

Nous avons porté dans le tableau T2 les valeurs du coefficient de transfert global :

S^*	9,8	49	395	3200	10 000	100 000
$K_1^*+K_2^*$	>2,28	3,56	6,60	12,85	18,6	39,2
K_o^*	2,19	3,37	6,37	12,3	17,8	37,9

TABLEAU T2

La comparaison est délicate dans la mesure où les écarts enregistrés ne sont pas suffisamment élevés par rapport à l'incertitude de calcul. On constate toutefois que $K_1^*+K_2^*$ est toujours plus élevé que K_o^* . L'écart moyen est d'environ 4 %. Si on tient compte du fait que les valeurs de S^* utilisées sont relativement élevées, il ne semble pas impossible que cet écart tende vers une limite non nulle quand le gradient augmente indéfiniment.

b) Etude de $K_1^*-K_2^*$

Si très souvent les expérimentateurs préfèrent utiliser une sonde simple pour mesurer le gradient, l'intérêt des sondes doubles est évident. Il réside dans la détermination du sens de l'écoulement que l'on obtient par la mesure de $K_1^*-K_2^*$. Or il se trouve que dans le cas d'une sonde double fictive pour laquelle on néglige la diffusion tangentielle, la différence $K_1^*-K_2^*$ reste proportionnelle à $S^{*\frac{1}{3}}$. Nous avons donc étudié la variation de $K_1^*-K_2^*$ avec S^* et nous l'avons comparée à celle d'une sonde double fictive avec ou sans diffusion tangentielle. Les résultats sont présentés sur la figure I-3,11. Il apparaît que la loi limite : $K_{1\infty}^*-K_{2\infty}^* = 0,21 S^{*\frac{1}{3}}$, satisfaisante pour $10^2 < S^* < 10^4$, surestime S^* pour les faibles valeurs de celui-ci et le sous estime pour les fortes valeurs.



Figure I-3, 11

La comparaison entre sonde double réelle et sonde double fictive montre que l'influence de la bande isolante se manifeste d'autant plus que le gradient est élevé [30]. Cette influence semble induire une erreur de 20 à 30 % dans l'estimation du gradient lorsque S^* est de l'ordre de 10^5 .

Nous remarquerons là encore que l'utilisation de valeurs différentielles augmente l'importance relative des incertitudes numériques. Il convient cependant de ne pas oublier qu'il en est de même dans la pratique puisque le moindre défaut d'équilibrage des sondes peut induire des écarts sensibles dans l'estimation de $K_1^* - K_2^*$. En conclusion, si l'emploi d'électrodes doubles est judicieux pour déterminer le sens des écoulements, il semble hasardeux d'essayer de déduire de $K_1^* - K_2^*$ la valeur exacte du gradient.

I-3.5.4 Influence de la longueur isolante e'^* sur l'interaction entre électrodes

Nous présentons ici des résultats concernant des sondes doubles ayant une bande isolante de longueur e'^* quelconque. Cette étude peut s'appliquer à la réalisation de sondes ayant des caractéristiques autres que les nôtres, mais elle vise plus particulièrement l'utilisation de batteries d'électrodes en fonctionnement simultané (pour la mesure de corrélations par exemple).

Les résultats qui suivent sont donnés pour un domaine de gradients relativement étroit : en effet, les temps de calcul sont exorbitants pour les bas gradients, et pour les gradients élevés il n'est pas possible de construire un réseau satisfaisant avec le nombre maximal de noeuds que nous pouvons utiliser.

a) Influence de l'électrode aval sur l'électrode amont

Comme cela a déjà été fait, nous considérons ici la quantité : $K_1^*/K_0'^*$ (Tableaux T3)

$S^*=50$						
e'^*	0	0,097	0,42	0,82	1,58	2,95
$K_1^*/K_0'^*$	0,889	0,941	0,975	0,996	1	1

$S^* = 400$					
e'^*	0	0,10	0,41	1,62	3,04
$K_1^*/K_o'^*$	0,960	0,988	0,998	1	1

TABLEAUX T3

Comme on peut le constater sur la figure I-3,12, l'effet de l'électrode aval est très faible et peut être négligé dès que e'^* est supérieur à 0,5. Il est raisonnable de penser, conformément à ce qui a été observé dans le cas de la sonde double fictive, que cet effet devient plus important dans le domaine des très bas gradients.

b) Influence de l'électrode amont sur l'électrode aval

Nous étudions ici $K_2^*/K_o'^*$ dont les valeurs sont portées dans les tableaux T4 :

$S^* = 50$						
e'^*	0	0,097	0,42	0,82	1,58	2,95
$K_2^*/K_o'^*$	0,562	0,595	0,631	0,679	0,738	0,800

$S^* = 400$					
e'^*	0	0,10	0,41	1,62	3,04
$K_2^*/K_o'^*$	0,578	0,605	0,658	0,772	0,828

TABLEAUX T4

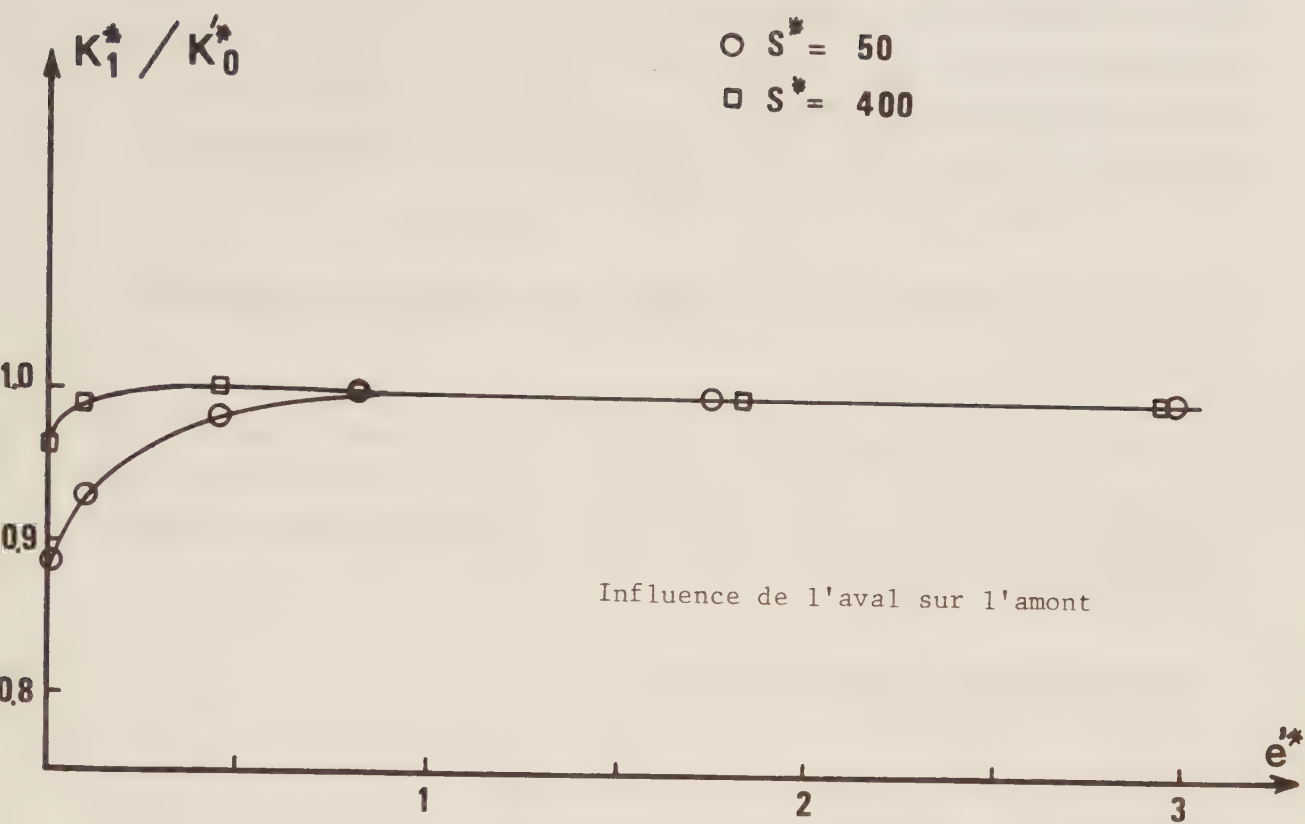


Figure I-3,12

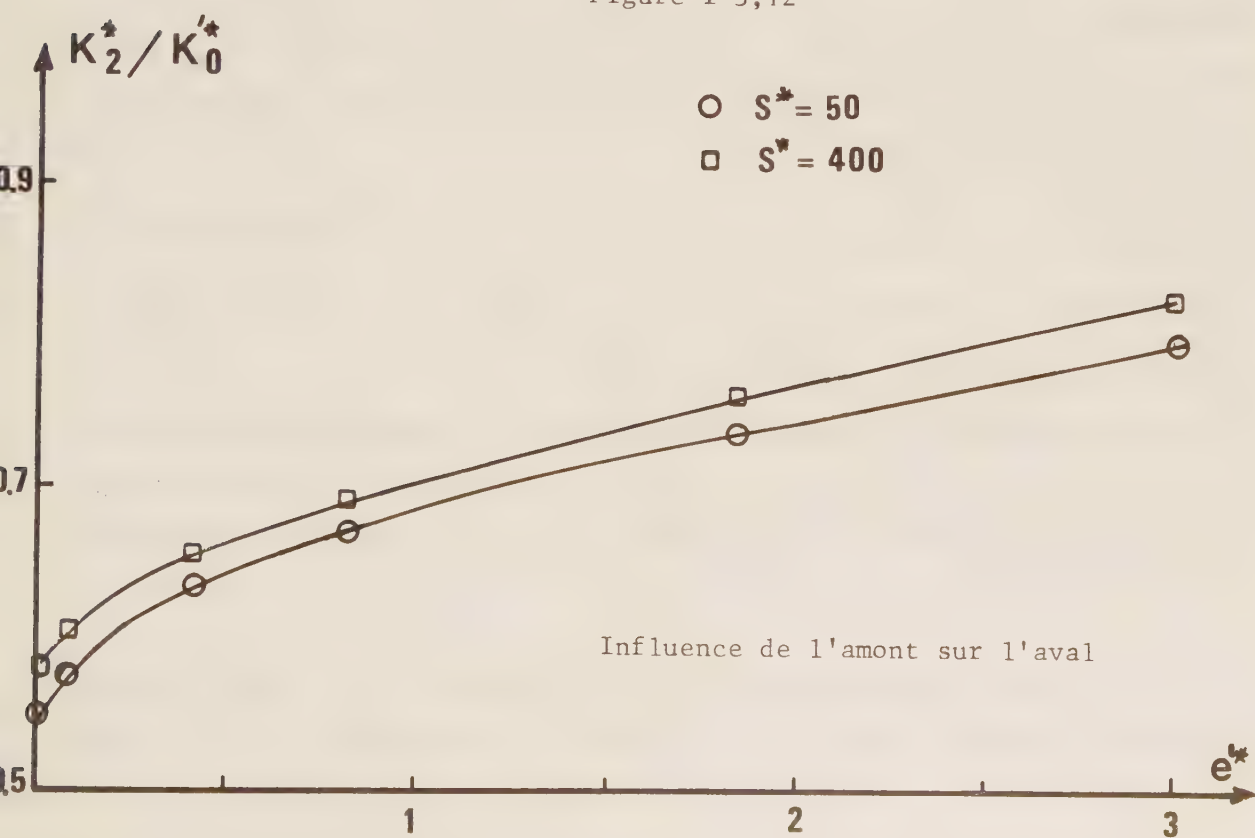


Figure I-3,13

Ces résultats sont reproduits sur la figure I-3,13 : l'influence de l'amont sur l'aval est toujours très grande et semble dépendre assez peu du gradient. On voit que pour $e^* = 3$, le flux recueilli ne constitue encore que 80 % de sa limite théorique. En fonction de cette importance du sillage il est raisonnable de penser que deux électrodes ne peuvent être considérées comme indépendantes que lorsque leur écartement dépasse 10 longueurs d'électrode.

I-3.6 Résultats dans le cas où il existe une composante de vitesse normale à la paroi

Nous avons choisi pour cette étude un modèle dynamique simplifié où le gradient de vitesse évolue linéairement en x^* . Il est facile de vérifier sur des exemples pratiques que cette hypothèse apparemment restrictive est souvent justifiée.

I-3.6.1 Cas des sondes simples

Le calcul est effectué en fixant une valeur S_m^* donnée au centre de l'électrode et en faisant varier dS^*/dx^* . Pour les trois valeurs de S_m^* étudiées : $S_m^* = 50, 400, 3200$, les résultats sont cohérents entre eux mais il convient toutefois de noter qu'ils conduisent à des termes correctifs atteignant au maximum 1 %. Néanmoins nous pensons pouvoir faire les remarques suivantes :

- Le flux global augmente toujours quel que soit le signe de dS^*/dx^* .
- Il augmente proportionnellement à $\left| \frac{1}{S_m^*} \frac{dS^*}{dx^*} \right|$, avec un coefficient de proportionnalité qui est fonction du signe.
- Ces coefficients dépendent peu de S_m^* dans la gamme indiquée ci-dessus.
- L'augmentation de flux est extrêmement faible et n'a dépassé 1 % que dans un cas extrême où le taux de variation du gradient sur l'électrode était de 20 %.

La dernière remarque mise à part, on constate que ces résultats ne sont pas conformes à ceux que l'on obtient en développant (I-2,11) comme

l'a fait LEBOUCHÉ [26]. Une seule conclusion est sûre et constitue de loin le résultat le plus important. Il se confirme que l'existence d'une composante normale de vitesse est pratiquement sans influence sur la mesure du gradient moyen, tout au moins lorsque la mesure est faite dans une couche limite développée. Comme l'a montré LEBOUCHÉ [26], il n'en est pas de même dans le cas où : $\frac{1}{S_m^*} \frac{dS^*}{dx^*}$ est élevé, mais ce cas ne se rencontre qu'au voisinage immédiat d'un point de séparation.

I-3.6.2 Cas des sondes doubles fictives

Nous étudions ici la variation de $R = \frac{K_{o1}^* - K_{o2}^*}{K_{o1}^* + K_{o2}^*}$ en fonction de $\frac{1}{S_m^*} \frac{dS^*}{dx^*}$. On peut s'attendre à ce que la mesure des flux amont et aval et en particulier leur différence soit plus sensible à l'existence d'une composante normale de vitesse que ne l'était le flux global : c'est effectivement ce que l'on observe.

On constate que R évolue linéairement avec dS^*/dx^* , et là encore que le coefficient de variation n'est pas le même suivant que dS^*/dx^* est positif ou négatif. Si R_o est la valeur de R pour $dS^*/dx^* = 0$, nos résultats s'écrivent en négligeant les termes du second ordre :

$$\left\{ \begin{array}{ll} R/R_o = 1 - 0,48 \frac{1}{S_m^*} \frac{dS^*}{dx^*} & \text{si } \frac{dS^*}{dx^*} > 0 \\ R/R_o = 1 - 0,35 \frac{1}{S_m^*} \frac{dS^*}{dx^*} & \text{si } \frac{dS^*}{dx^*} < 0 \end{array} \right.$$

les deux coefficients sont très peu dépendants de S_m^* dans le domaine de gradients considéré. Ces résultats nous semblent plus significatifs que les précédents dans la mesure où ils sont tirés de termes environ 10 fois plus grands. On notera en outre qu'un de nos coefficients est très proche de la valeur unique obtenue par LEBOUCHÉ [26] en négligeant la diffusion tangentielle : $a = 0,404.2^{\frac{1}{3}} = 0,509$.

I-3.7 Conclusions

Cette étude nous a permis d'estimer avec une précision généralement satisfaisante les effets de la diffusion tangentielle sur une large gamme de gradients. Nous avons pu mettre en évidence les effets réciproques d'une électrode sur l'autre et tirer des conclusions quant à l'importance des effets de la bande isolante. Ces derniers sont généralement faibles dans le cas des sondes doubles réelles, mais ne sont jamais négligeables. Il est apparu que le sillage des électrodes ne se dissipe que très lentement et que deux électrodes séparées de moins de 10 longueurs ne peuvent pas être considérées comme indépendantes. Enfin nous avons confirmé la très faible influence de l'existence d'une composante normale de vitesse : celle-ci peut être raisonnablement négligée dès que

$\frac{1}{S_m^*} \frac{dS^*}{dx^*}$ est inférieur à 0,1.

CHAPITRE II

LE MONTAGE EXPERIMENTAL

L'objectif premier de ce travail étant l'étude de l'influence des pulsations sur la zone recirculée et sur le recollement, nous nous efforcerons de rester dans une configuration permanente simple c'est-à-dire dans le cas où l'écoulement est symétrique et stable. D'après ABOTT et KLINE [10], cela impose que la hauteur de marche soit faible devant la hauteur de veine ($h/H < 0,5$). D'autre part, l'analyse bibliographique ayant montré que l'abscisse du point de recollement a sensiblement la même valeur lorsque l'écoulement incident est pleinement développé ou lorsque l'écoulement est de type couche limite avec une couche limite fine à l'aplomb de la marche nous avons fait précéder l'élargissement brusque d'un convergent à fort rapport de contraction. Cela permet d'avoir à l'entrée de la veine un profil de vitesse de type "piston" et une couche limite de faible épaisseur.

A partir de ces considérations, nous avons entrepris la réalisation du montage que nous décrivons dans les paragraphes suivants :

II-1 Description du montage

Le montage est constitué d'un circuit hydraulique fermé représenté sur la figure II,1. Le fluide utilisé en polarographie étant corrosif, l'ensemble est réalisé en polyméthacrylate de méthyle (altuglas) et aucune pièce métallique n'est mouillée par le fluide. Dans le sens de l'écoulement nous trouvons successivement :

* Un bac amont pourvu de nids d'abeille destinés à fractionner les grosses structures tourbillonnaires et qui est suivi d'un convergent bidimensionnel dont le rapport de contraction est de 1/16. Il débouche

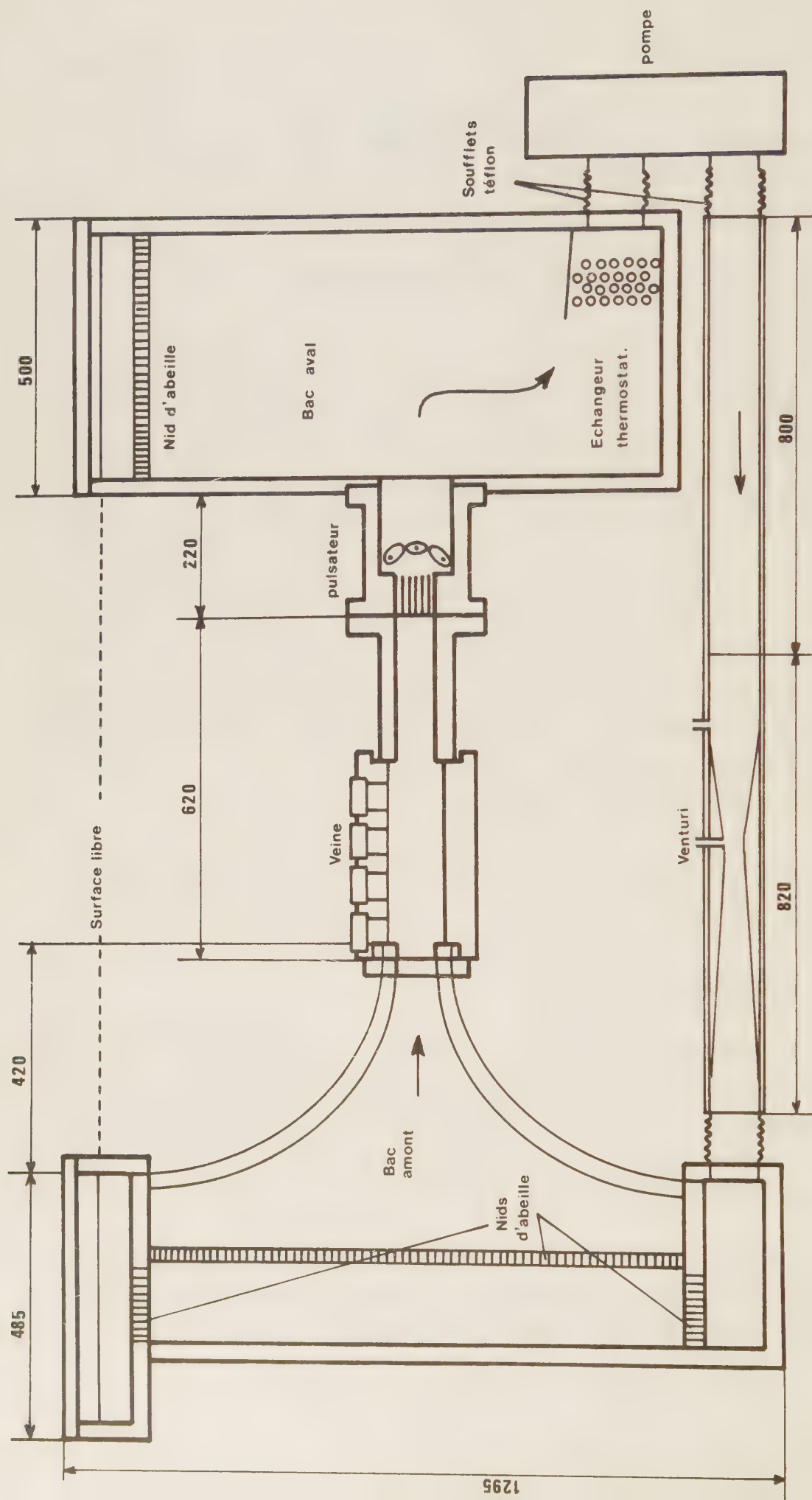


Figure II,1
Schéma du canal hydraulique

directement dans la veine d'expérience. La section de sortie du convergent est rectangulaire, sa hauteur $2H$ est de 60 mm et sa largeur de 160 mm.

* Une veine d'expérience. Sa longueur est de 330 mm et sa largeur de 160 mm. Les parois latérales sont fixes tandis que les parois inférieure et supérieure sont amovibles comme il est indiqué sur la figure II,2. Ces deux dernières parois forment des couvercles sur lesquels on peut encastrer des cadres rectangulaires d'épaisseur totale h . L'insertion de un ou plusieurs cadres permet ainsi de réaliser une marche de hauteur donnée ($h = 5, 10$ ou 15 mm). L'ensemble est positionné, puis serré par l'intermédiaire de goujons scellés dans les parois fixes. L'étanchéité est assurée par un joint polymérisable. Le couvercle supérieur est muni selon son axe médian longitudinal de 4 orifices circulaires de diamètre $\varnothing = 50$ mm dans lesquels viennent se placer différents bouchons usinés de telle sorte qu'ils affleurent sans ressaut la paroi interne de la veine. Ces bouchons sont porteurs des éléments de mesure : sondes anémométriques ou polarographiques. Les éléments de mesure peuvent être décentrés par rapport à l'axe du bouchon, ce qui permet par simple rotation de faire une exploration longitudinale dans la veine. L'étanchéité est assurée par un joint torique et par de la graisse de silicone.

* Un dispositif pulsateur. L'expérience acquise par le Laboratoire sur la façon de générer des pulsations au sein d'un fluide en mouvement nous a permis de dégager les principaux impératifs auxquels un pulsateur doit satisfaire. Un bon dispositif pulsateur doit être :

- générateur de signaux de vitesse aussi purs que possible ;
- réglable avec précision pour avoir des conditions expérimentales reproductibles ;
- susceptible de fournir un taux de pulsation indépendant de la fréquence et de la vitesse d'écoulement.

L'ensemble pulsateur que nous avons utilisé s'est révélé assez satisfaisant en ce qui concerne les deux premiers points, le troisième semble impossible à réaliser par un moyen purement mécanique non asservi. Le principe de fonctionnement de notre dispositif consiste à obturer périodiquement la section de passage du fluide par la rotation d'un cylindre à base elliptique selon un axe perpendiculaire aux parois latérales

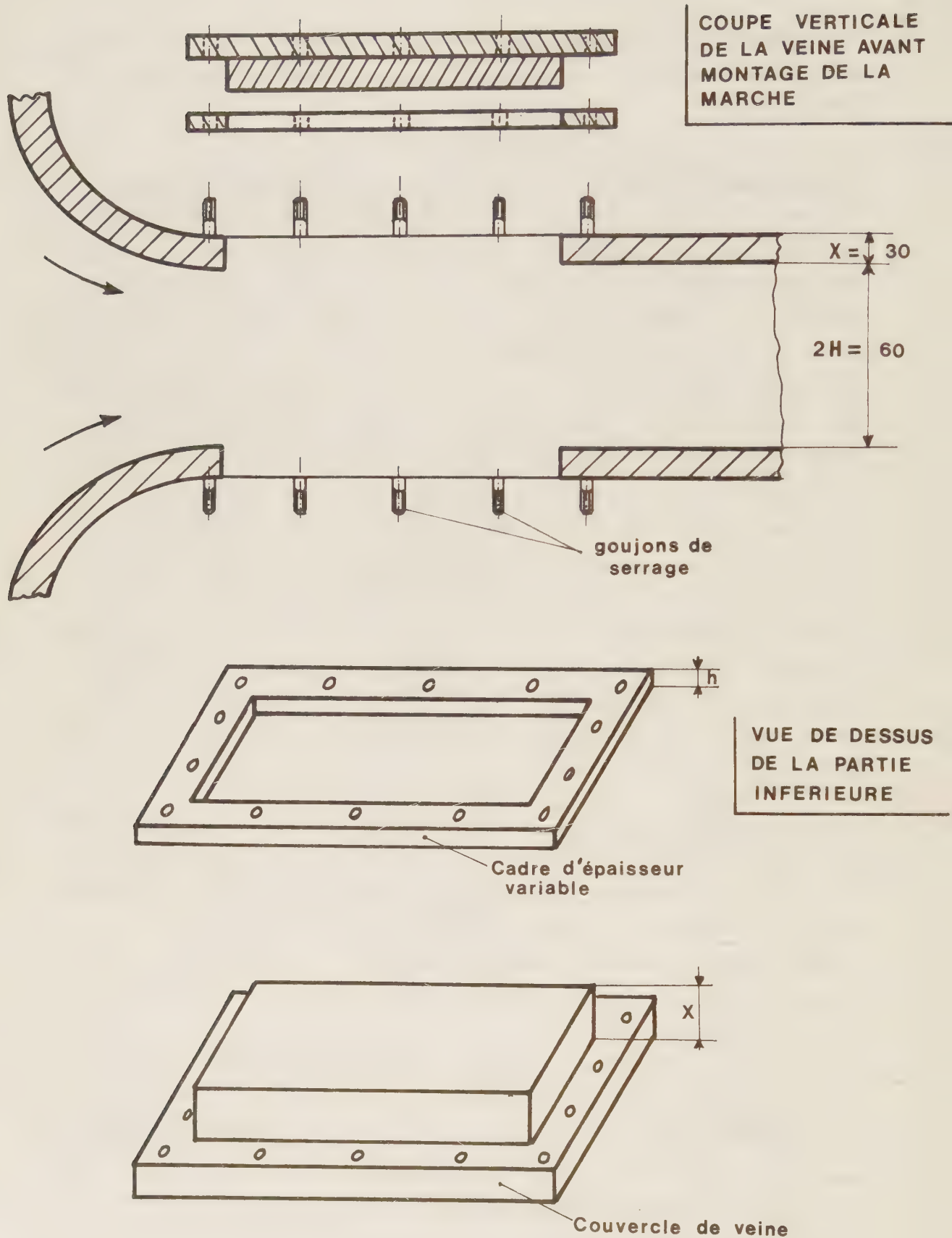


Figure II,2

de la veine. La section minimale de passage du liquide est imposée par deux ailettes orientables qui permettent d'ajuster le taux de pulsation à la valeur désirée (figure II,3).

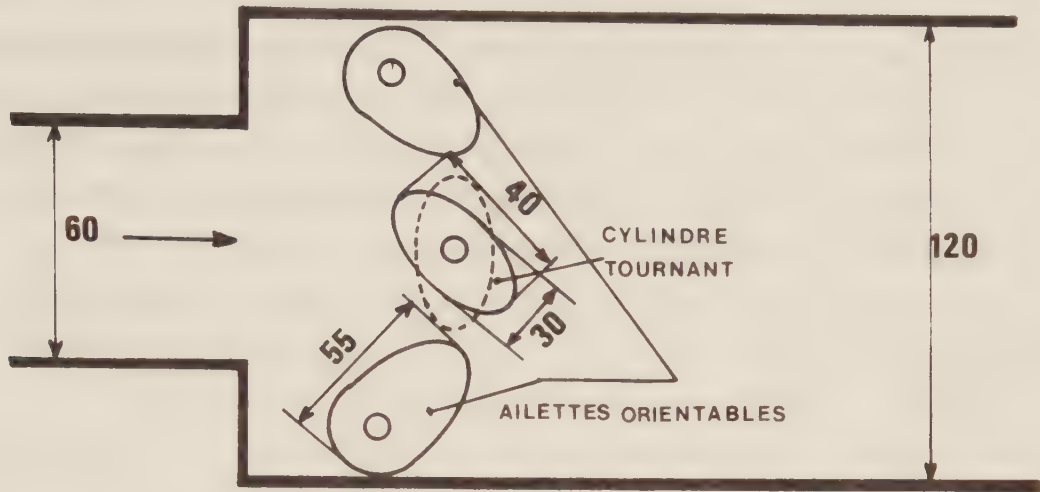


Figure II,3

Le cylindre est entraîné par un moteur électrique et la liaison est assurée par une transmission variable (système TEXROPE-VARIPHI). La vitesse de rotation est réglable de façon continue entre 1,5 et 15 tours/seconde, ce qui fournit une fréquence de pulsation comprise entre 3 et 30 Hz. Les ailettes sont positionnées de l'extérieur à l'aide de bras qui se déplacent devant une échelle graduée. L'espace minimal entre le cylindre et les ailettes atteint le millimètre pour les écoulements à fort taux de pulsation (30 à 40 %). L'ensemble pulseur est situé à 700 mm en aval de l'élargissement brusque ; un nid d'abeille est intercalé entre la veine d'expérience et la chambre de pulsation afin d'éviter la remontée d'éventuelles perturbations.

* Un bac aval. Comme pour le bac amont, sa partie supérieure est équipée d'un nid d'abeille qui permet notamment d'atténuer l'influence des instabilités de la surface libre. Au-dessus de la surface libre, un matelas d'air (ou d'azote) est emprisonné. Il amortit les fluctuations de pres-

sion générées par le pulsateur et lisse le débit à l'aspiration de la pompe. A la partie inférieure, une paroi interne guide l'écoulement vers la pompe et contraint le liquide à traverser un faisceau tubulaire (en verre) constituant l'échangeur thermostatique. Cet échangeur permet de limiter les variations de température donc de viscosité du fluide au cours d'une expérience.

* Une pompe. Une très grande résistance à la corrosion étant nécessaire, cette pompe a dû être réalisée par nos soins en polyméthacrylate de méthyle. Elle est entraînée par un moteur à courant continu régulé en vitesse. L'entrée et la sortie de la pompe sont constituées par des soufflets en "teflon" qui isolent le circuit des vibrations du moteur.

* Une conduite de retour. Elle est cylindrique et comporte un tube de VENTURI normalisé (section au col : $12,5 \text{ cm}^2$, rapport des sections : 0,132 , domaine des nombres de REYNOLDS : de 30 000 à 250 000).

L'étalonnage du débitmètre en écoulement permanent a été effectué à l'aide d'un tube de PITOT miniature NEYRPIC placé au centre de la section d'entrée de la veine de mesure. Ce tube de PITOT permet donc la mesure de la vitesse incidente U_0 qui sera ultérieurement la vitesse de référence. La vitesse U_0 est liée à la dénivellation Δh du manomètre du tube de VENTURI par la relation simple suivante :

$$U_0 (\text{cm/s}) = 6,28 \sqrt{\Delta h (\text{cm})} \quad (\text{II},1)$$

II-2 Mise en oeuvre des mesures anémométriques

Les mesures anémométriques sont réalisées avec des sondes à film chaud DISA. Nous avons utilisé une sonde cônica (type 55 R 42) et une

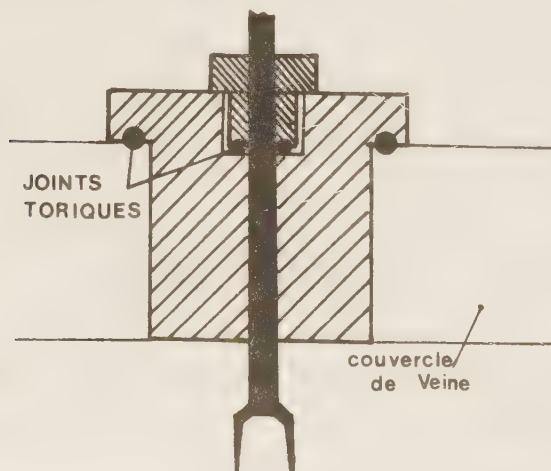


Figure II,4

sonde cylindrique "à fibre" (type 55 R 11). Ces sondes sont montées sur des supports qui traversent les bouchons des couvercles de veine (figure II,4). Ces bouchons ont été usinés en deux parties hémicylindriques qui permet-

tent le montage des supports de sonde. Le signal délivré par les sondes doit être linéarisé pour mesurer les taux de pulsation. La linéarisation s'effectue pour trois vitesses d'écoulement : vitesse nulle, vitesse maximale U_{omax} et vitesse moitié $U_{\text{omax}}/2$. Les valeurs moyennes et efficaces du signal anémométrique sont obtenues pour des constantes de temps de 10 à 30 s, selon l'endroit où est effectuée la mesure.

Remarque : Dans certains cas (mesures dans la couche de cisaillement ou dans la zone de recirculation) les indications des appareils de mesure sont trop instables et il est nécessaire d'utiliser un voltmètre numérique calculant les moyennes pendant des temps de plusieurs minutes.

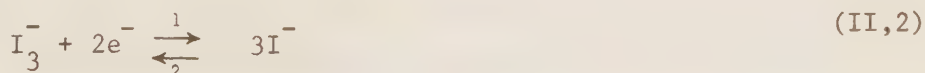
La chaîne anémométrique DISA comporte les éléments suivants :

- Un anémomètre 55 M 01/55 M 05 avec pont standard 55 M 10 ;
- Un linéariseur 55 D 10 ;
- Un conditionneur de signal 55 D 26 ;
- Un voltmètre RMS 55 D 35 ;
- Un voltmètre digital 55 D 31.

II-3 Mise en oeuvre de la méthode polarographique

II-3.1 Choix du réactif

Le montage ayant été réalisé en conséquence, nous avons choisi comme liquide polarographique une solution d'iode relativement corrosive, mais qui présente un certain nombre d'avantages. Ce réactif a été étudié par NEWSON et RIDDIFORD [31], puis par PY [32]. Ces auteurs ont montré que le couple oxydoréducteur iodure-triiodure a une vitesse de réaction très rapide et est peu sensible à la présence d'oxygène dissous. En revanche, cette solution sensible aux rayons ultra-violetts se décompose sous l'effet de la lumière. Pour remédier à cet inconvénient, l'ensemble du montage est entouré de panneaux métalliques donc opaques. La solution utilisée ici est une solution d'iode à 0,125 g/l et l'électrolyte indifférent est l'iodure de potassium (50 g/l). La réaction est la suivante :



Elle a lieu dans le sens 1 (réduction) aux électrodes de mesure et dans le sens 2 (oxydation) à l'anode. Cette réaction met deux électrons en jeu. Les propriétés physiques de la solution sont présentées ci-dessous :

- Coefficient de diffusion (en cm^2/s) : $D = 3,3 \cdot 10^{-10} \frac{T}{\mu}$ (T en °K et μ en poise (*)) ;
- Viscosité dynamique : $0,886 \cdot 10^{-2}$ poise à 25°C ($0,888 \cdot 10^{-2}$ pour l'eau)
 $0,723 \cdot 10^{-2}$ poise à 35°C ($0,719 \cdot 10^{-2}$ pour l'eau)
- On assimilera donc la viscosité dynamique de la solution à celle de l'eau ;
- Masse volumique : très voisine de $1,05 \text{ g/cm}^3$.

La concentration de réactif est contrôlée périodiquement à l'aide d'un spectrophotomètre de type JEAN et CONSTANT.

II-3.2 Les électrodes

Les sondes simples sont constituées soit par une des électrodes rectangulaires des sondes doubles, soit par des électrodes circulaires. Les électrodes circulaires sont réalisées à partir de fils de platine de diamètres $\emptyset = 0,3$ et $\emptyset = 0,5$ mm. Les sondes doubles sont constituées par deux électrodes rectangulaires faites avec du ruban de platine de section $0,1 \times 1$ mm. Elles sont séparées par une feuille de mylard enduite de colle et la largeur de la bande isolante ainsi obtenue est de 10μ environ. Les électrodes sont implantées par collage dans les bouchons de mesure comme l'indique la figure II,5. Après le collage, la face inférieure est tournée, polie au papier émeri et soigneusement dégraissée.

Remarque : C'est dans le collage que réside la plus grande difficulté de réalisation car la colle adhère mal au platine. Il peut en résulter ultérieurement des infiltrations qui rendent les électrodes inutilisables. Le choix de la colle adéquate s'est avéré très difficile et nous

(*) Cette relation semi empirique résulte de la relation d'ENSTEIN
($D = \text{Cte } T \mu^{-1}$) et des mesures de NEWSON et RIDDIFORD.

a posé de gros problèmes. Actuellement, une colle de type "CYANOLITE" est utilisée et donne satisfaction.

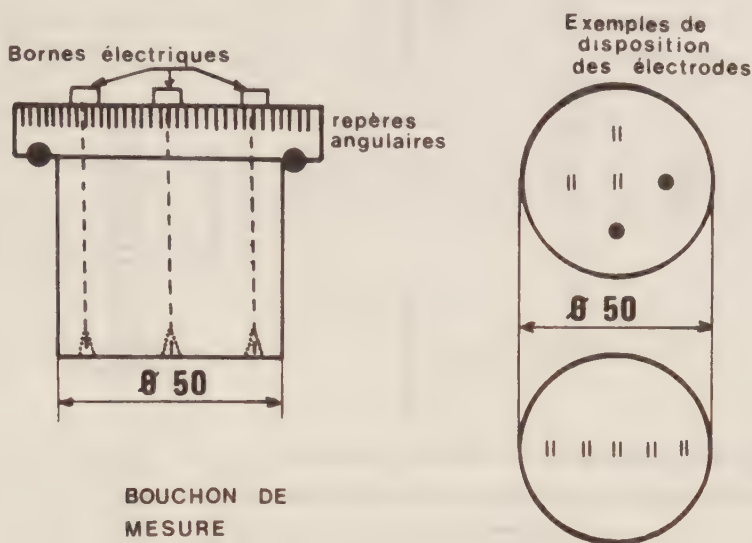


Figure II,5

L'anode est constituée par une feuille de platine insérée dans la partie aval de la veine. Ses dimensions qui doivent être très grandes vis-à-vis de celles des électrodes de mesure sont ici de 160 x 40 mm.

II-3.3 La chaîne analogique de conditionnement et de traitement du signal

Une chaîne électronique conçue au Laboratoire permet à l'aide d'amplificateurs opérationnels très stables de transformer en tension les courants recueillis. Outre la transformation courant-tension, cette chaîne :

- permet l'équilibrage des électrodes entre elles. Cet équilibrage consiste en un ajustement des gains relatifs à chaque électrode d'une sonde afin de compenser au mieux l'inévitable inégalité des surfaces actives ;
- assure le rôle de conditionneur de signal puisqu'elle permet le calcul des sommes et des différences lors de l'utilisation des sondes doubles ;
- supprime la composante continue du signal pour la mesure des valeurs fluctuantes.

Le schéma de l'ensemble de la chaîne analogique est représenté sur la figure II,6. Le signal de tension (éventuellement conditionné) est

ensuite visualisé et peut être soumis à un traitement plus élaboré sur lequel nous reviendrons.

Remarque : Les courants recueillis étant de l'ordre du microampère, il est nécessaire de bien protéger l'installation des parasites électriques. A cet effet, les panneaux métalliques qui protègent le circuit hydraulique de la lumière sont mis à la masse et forment ainsi une cage de FARADAY. De plus, les fils électriques issus des électrodes sont réalisés avec du câble coaxial.

II-3.4 Polarogrammes

Trois courbes de réduction de I_3^- ou polarogrammes obtenues pour des vitesses d'écoulement différentes sont représentées sur la figure II,7. Les courants limites de réduction sont atteints pour une tension de polarisation de 0,1 V et ne sont perturbés par l'électrolyse de l'eau qu'aux environs de 0,5 V. Au vu de ces polarogrammes, la tension de polarisation utilisée au cours des expériences a été fixée à 0,35 V.

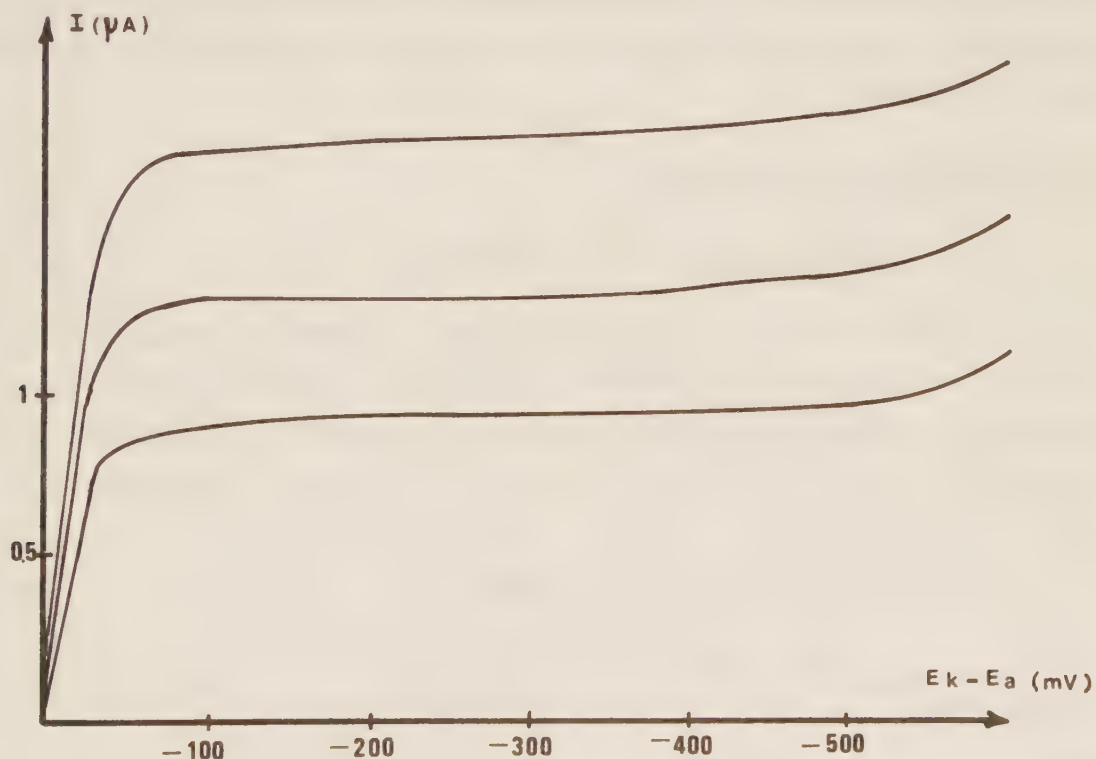


Figure II,7

II-4 Moyens de traitement des signaux anémométriques et polarographiques

En plus des chaînes de mesure déjà indiquées, nous disposons pour le traitement du signal des appareils suivants :

- Un voltmètre calculateur JM 1860 (SOLARTRON) qui permet le calcul de la moyenne des valeurs absolue et algébrique et de celle des valeurs efficaces des fluctuations sur des temps très grands.
- Un corrélateur numérique CNTR 1024/512 (SAIP/SCHLUMBERGER) que nous avons toujours utilisé en temps réel pour la détermination des échelles de turbulence, des vitesses de convection et pour extraire la fraction cohérente des signaux.
- Un ordinateur IBM 1800 permettant l'acquisition et la numérisation de signaux (2 048 niveaux). Nous l'avons utilisé pour le calcul des spectres de puissance par transformation rapide de FOURIER (Méthode mise au point par P. DUHAMEL [33]. En général, la fréquence d'acquisition est de 128 Hz et le traitement est effectué sur 25 600 échantillons.
- Un filtre actif FAB 48 (SAIP/SCHLUMBERGER) utilisé pour supprimer la composante continue d'un signal et permettre la réalisation de la condition de SHANNON.

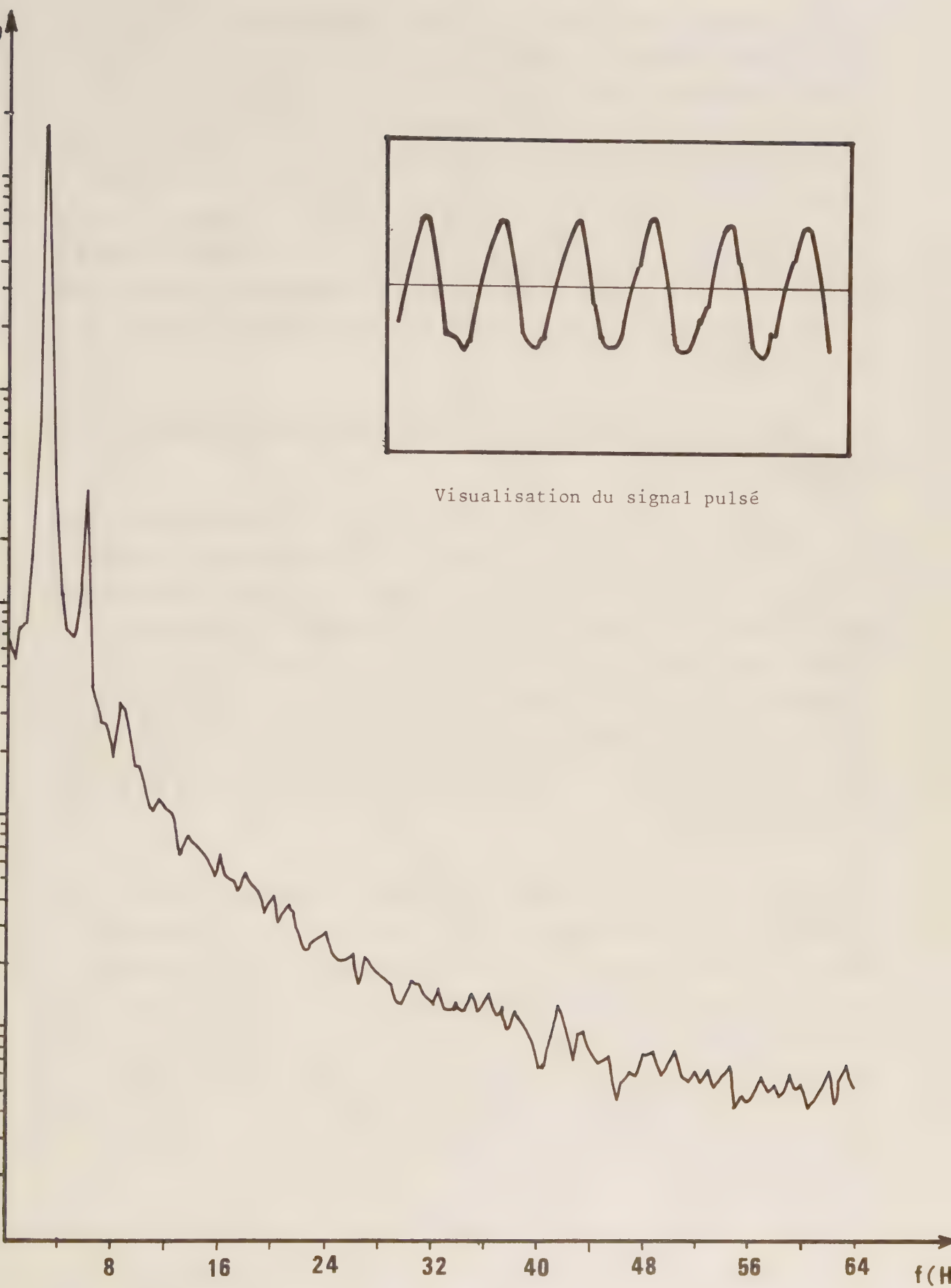
II-5 Etalonnage du pulsateur

II-5.1 Définition du taux de pulsation

Nous définissons le taux de pulsation τ_F comme la valeur efficace normée de la composante fluctuante d'un signal sinusoïdal. Ainsi une grandeur X fonction périodique du temps, de fréquence F , et dont le taux de pulsation est τ_F s'écrit si on appelle $\bar{X}$ sa valeur moyenne dans le temps :

$$X = \bar{X} (1 + \sqrt{2} \tau_F \sin 2\pi Ft) \quad (\text{II},3)$$

Dans le cas des signaux de vitesse obtenus en écoulement pulsé, la décomposition est plus complexe puisqu'il convient de tenir compte des harmoniques de la fréquence de pulsation et de l'ensemble des fluctuations turbulentes. Nous parlerons donc en général de *taux de fluctuation* τ . La figure II,8 montre le signal anémométrique au coeur de la



Visualisation du signal pulsé

Figure II,8
Densité spectrale normée d'énergie
au coeur de la section d'entrée en écoulement pulsé

section d'entrée de la veine ainsi que son analyse spectrale dans le cas d'un écoulement pulsé de fréquence $F = 3$ Hz. On constate sur le spectre d'énergie normé que la part d'énergie localisée à 3 Hz est très grande devant la fraction "incohérente" du signal. Ceci légitime en partie l'abus de langage que nous ferons par la suite : le taux de fluctuation mesuré au coeur de la section de référence sera appelé *taux de pulsation* τ_0 . Il est à noter que le niveau de turbulence au coeur de la section de référence est relativement peu affecté par la présence des pulsations (il a même tendance à diminuer). Par conséquent on peut dire que le taux de pulsation est un bon reflet de l'état pulsatoire dès que sa valeur dépasse 10 %.

II-5.2 Etude du taux de pulsation en fonction des différents paramètres

Le taux de pulsation τ_0 étant fonction de la fréquence F de pulsation et de la vitesse U_0 de l'écoulement, il a été nécessaire de tracer les réseaux de courbes : $\tau_0 = g(U_0, F)$ pour divers calages des ailettes du pulsateur. Un tel réseau obtenu pour le maximum de fermeture des ailettes est présenté sur la figure II,9. On constate que le taux de pulsation est à peu près indépendant de la vitesse aux basses fréquences, qu'il croît avec la vitesse aux fréquences élevées et enfin qu'à vitesse donnée il décroît avec la fréquence. Il est à noter que ce taux de pulsation mesuré dans la section de référence est indépendant de la hauteur de marche utilisée.

Remarque 1 : Une seule exception à ces règles est obtenue pour une fréquence de 10 Hz. Le montage entre en résonnance et ceci s'accompagne d'une très nette augmentation du taux de fluctuation. Cette fréquence est indépendante de la vitesse et du taux de pulsation, de la masse du liquide en circuit ainsi que de la masse totale du montage. Nous n'avons pas pu éliminer cette résonnance, mais nous pensons comme le signale R. HENRY [34] qu'elle pourrait être due à l'excitation d'une résonnance acoustique dans une singularité du circuit.

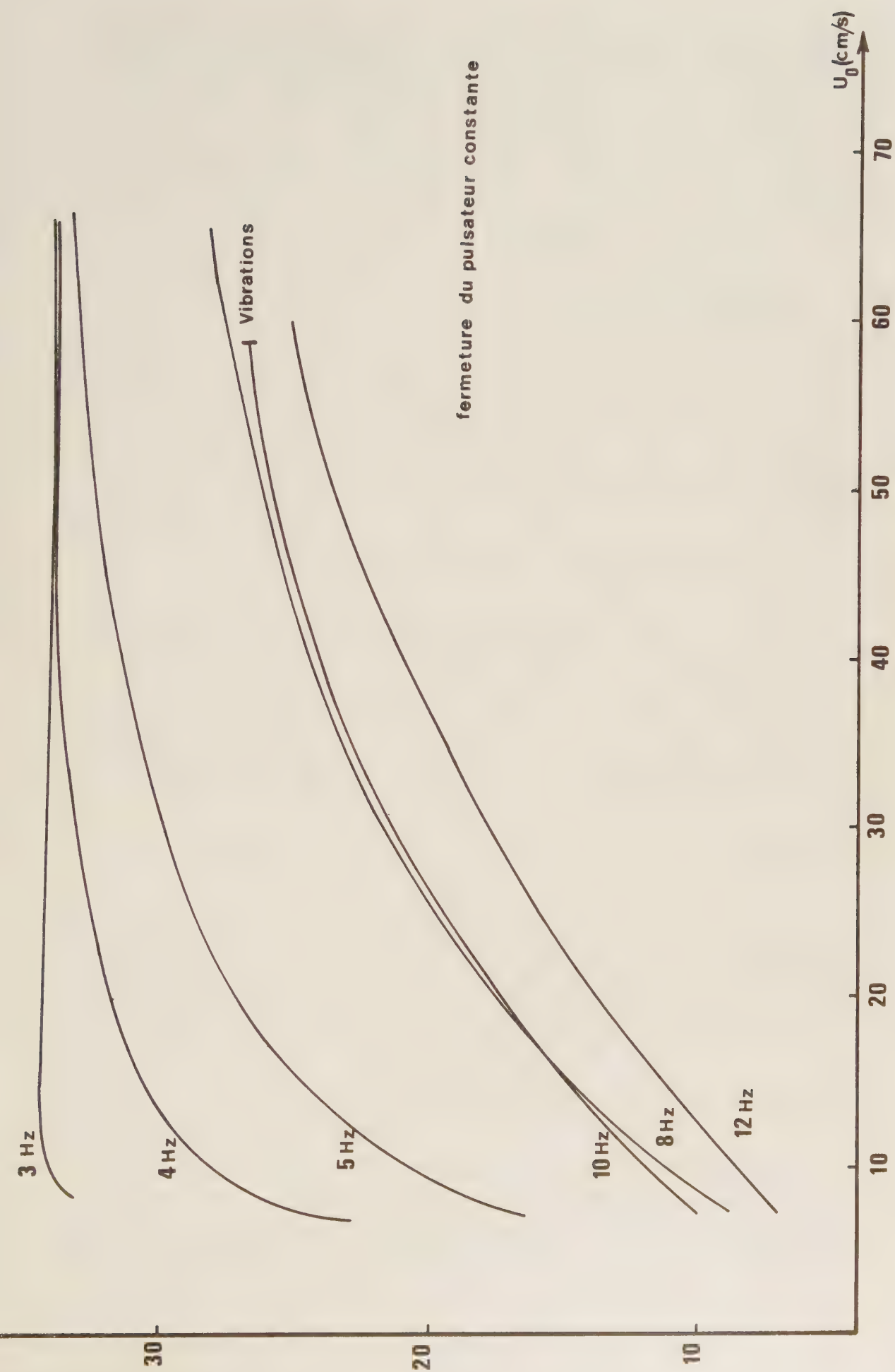


Figure II,9
Evolution du taux de pulsation en fonction de la vitesse

Remarque 2 : Les sondes anémométriques ou polarographiques laissées en permanence dans la section de référence risquant de perturber l'écoulement en aval, nous avons dû étalonner le débitmètre en régime pulsé. Pour des taux variés et des fréquences de 3, 4, 5, 8 10 et 15 Hz (Cf. Figure II,10) nous avons constaté que la loi II,1 reste satisfaisante quand on l'applique aux valeurs moyennes de la vitesse de référence et de la dénivellation du manomètre du tube de VENTURI.

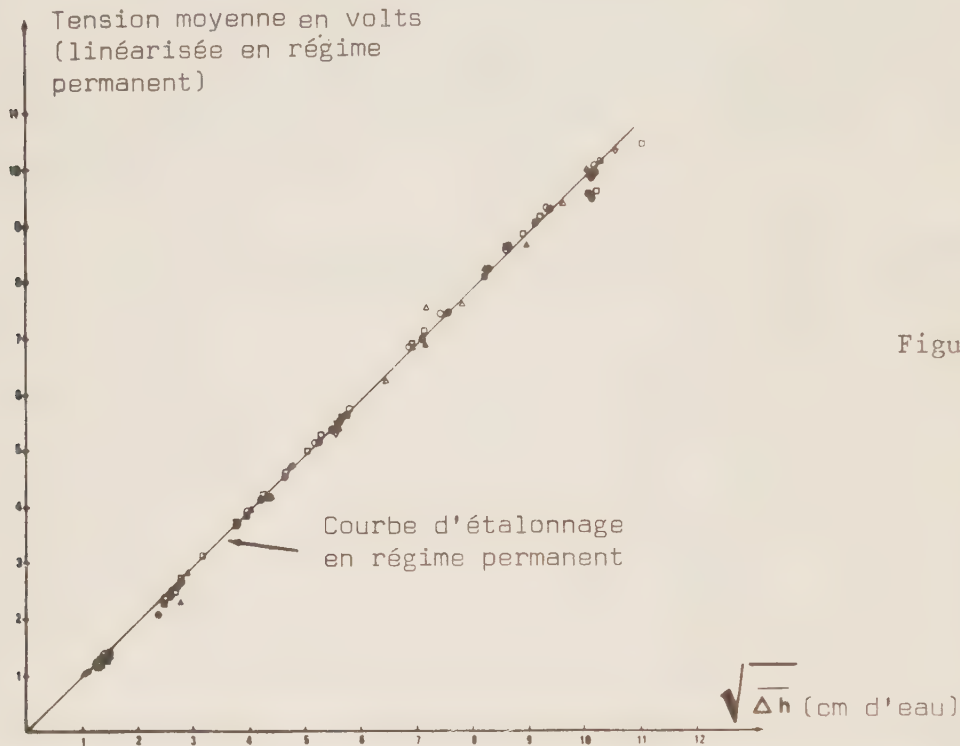


Figure II,10

II-6 Tableau récapitulatif des caractéristiques du montage

Les paramètres essentiels sont résumés ci-dessous :

a) Paramètres concernant les fluides utilisés

- Pour les mesures anémométriques : le fluide est de l'eau distillée.
- Pour les mesures polarographiques : le fluide est une solution d'iode (0,125 g/l) et d'iodure de potassium (50 g/l).

La viscosité dynamique est identique à celle de l'eau.

La densité est de 1,05.

Le coefficient de diffusion est donné par : $D = 3,3 \cdot 10^{-10} T \mu^{-1}$ (où T est en °K et μ en poise).

La température du fluide était de 18°C (exceptionnellement de 16 à 22°C).

b) Paramètres géométriques

- Demi-hauteur d'entrée : $H = 30 \text{ mm}$.
- Largeur de veine : 160 mm .
- Longueur de veine : 330 mm .
- Valeurs de h/H : $0, 1/6, 1/3, 1/2$.

c) Paramètres cinétiques

- Vitesse du fluide : $0-1 \text{ m/s}$, mesurable en pratique entre 10 et 80 cm/s .
- Gamme approximative de nombres de REYNOLDS : $2\,500 < Re(H) < 25\,000$.
- Intensité de turbulence mesurée à coeur dans la section d'entrée : maximum absolu de 4% en régime permanent.
- Gamme de fréquences de pulsation : $3-30 \text{ Hz}$, utilisée presque exclusivement entre 3 et 20 Hz .
- Taux de pulsation (valeur efficace de la modulation) : $0-35 \%$.

II-7 Caractéristiques de la veine d'expérience

Dans ce paragraphe, on se propose de donner pour l'écoulement permanent et pulsé les caractéristiques dynamiques de cet écoulement en absence de marche et celles du seul écoulement à coeur pour une hauteur de marche donnée.

II-7.1 Régime permanent

En absence de marche, la figure II,11 montre deux profils de vitesse et de turbulence mesurés dans la section d'entrée de la veine. Ils sont relatifs aux vitesses extrêmes de notre domaine d'étude. On constate que les profils peuvent être considérés comme "plats" dans la plus grande partie de la section. On remarque cependant :

- que la décroissance de la vitesse est plus rapide près de la paroi supérieure ;
- que le profil d'intensité de turbulence est dissymétrique.

Ces résultats sont difficiles à interpréter. Ils peuvent être raisonnablement attribués à la non uniformité des conditions génératrices et à une éventuelle dissymétrie du profil du convergent.

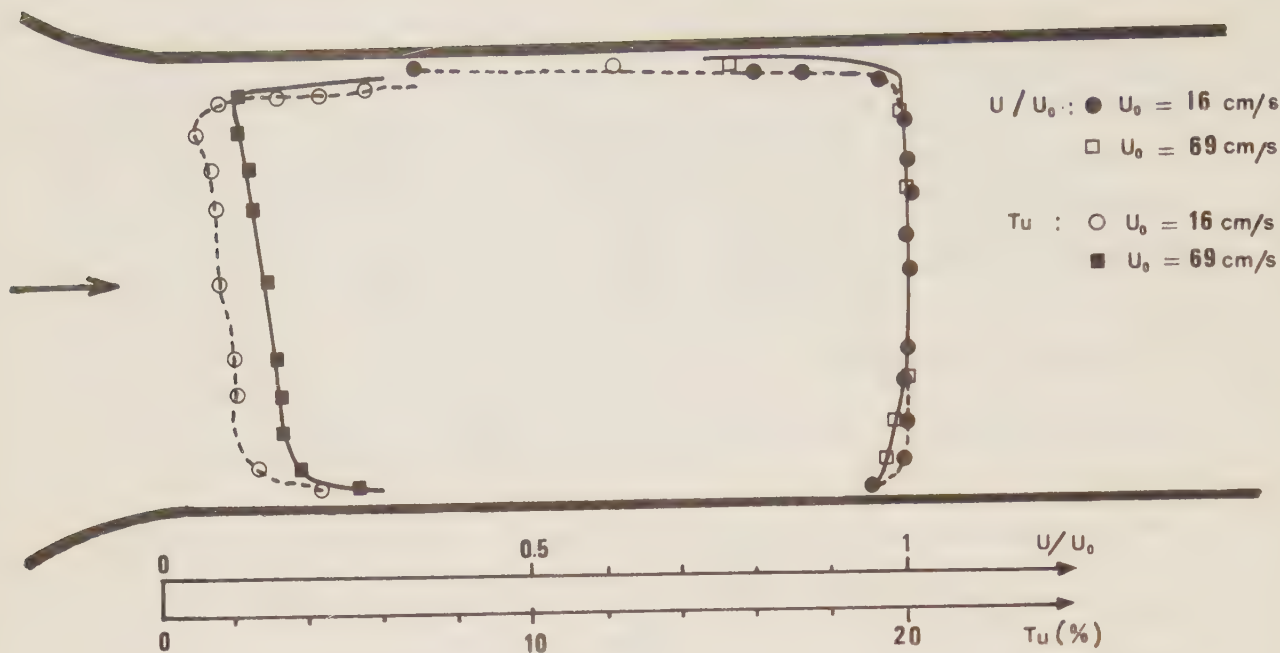


Figure II,11
Profil de vitesse et d'intensité
de turbulence dans la section d'entrée

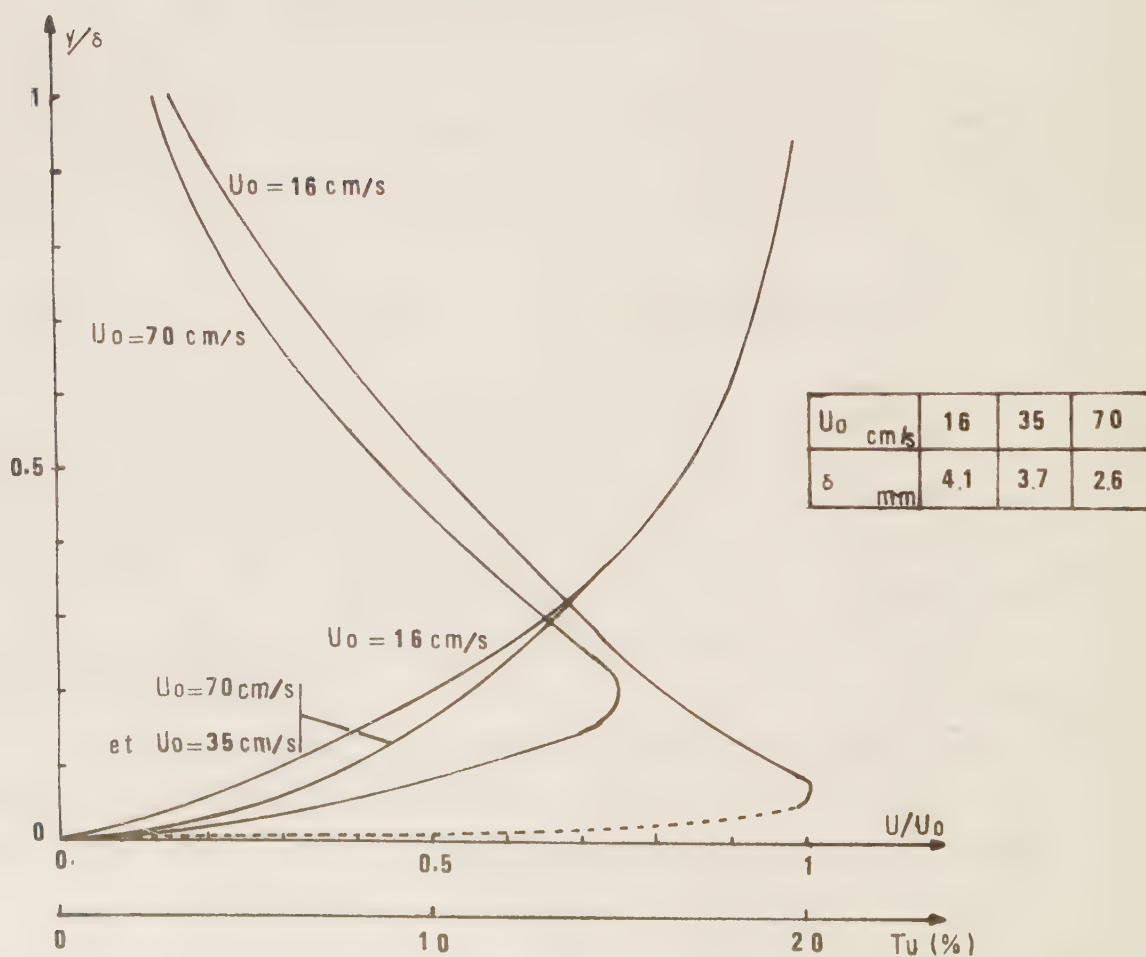


Figure II,12
Profil de vitesse et d'intensité
de turbulence dans la couche limite

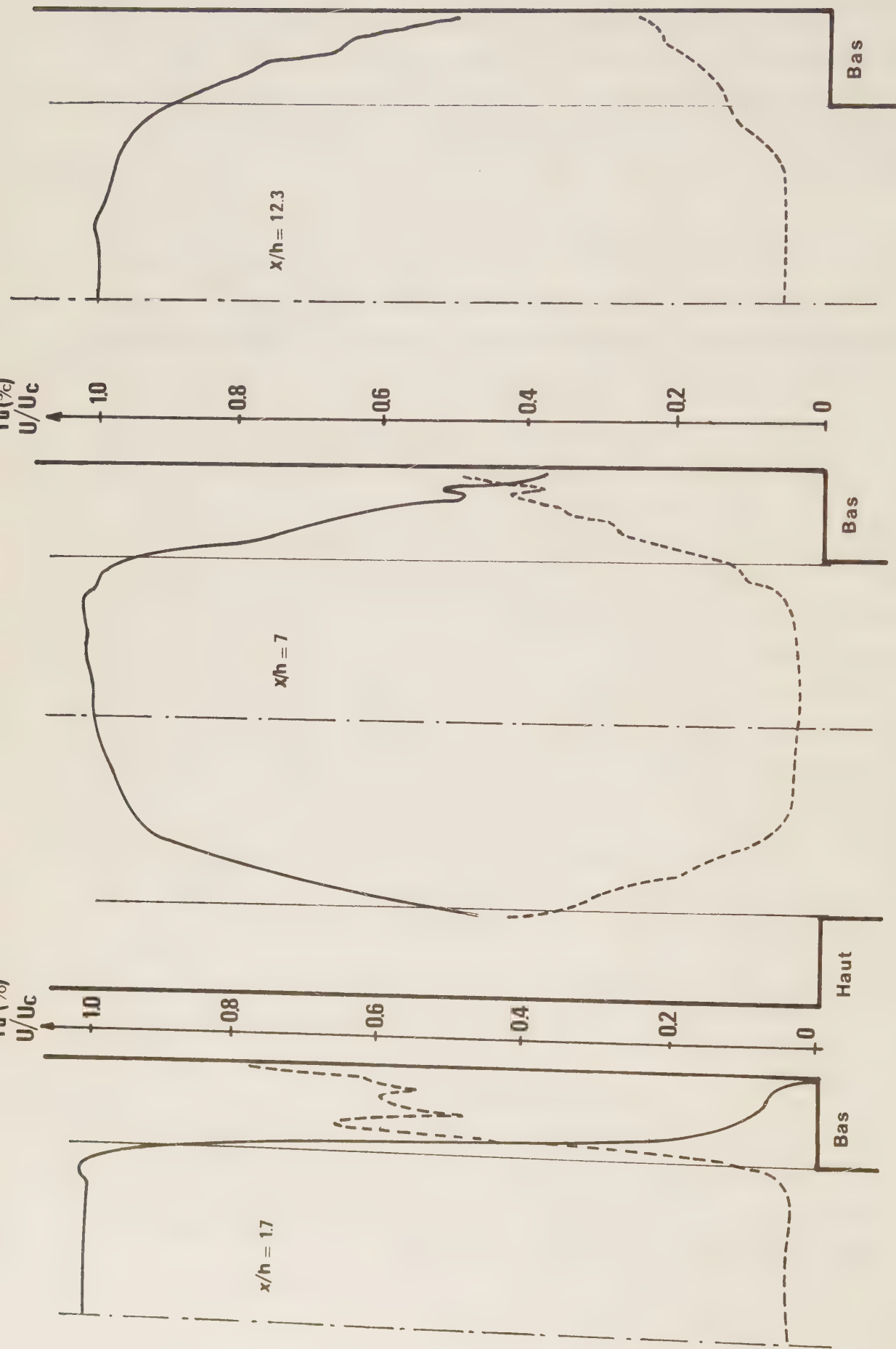
On note d'autre part que l'intensité de turbulence sur l'axe évolue légèrement en fonction de la vitesse. Elle reste voisine de 3 % et passe par un maximum égal à 4 % pour $U_0 = 50$ cm/s. L'échelle intégrale longitudinale de turbulence a été mesurée par autocorrélation, elle est voisine de 1 cm pour $U_0 = 60$ cm/s.

Le caractère bidimensionnel de l'écoulement a également été vérifié à l'aide d'un tube de PITOT dans deux plans situés respectivement à 20 mm à droite et à gauche du plan médiateur vertical de la veine. On observe seulement des effets tridimensionnels peu importants à proximité des parois inférieure et supérieure.

L'étude de la couche limite inférieure a été effectuée pour trois vitesses d'écoulement. Les profils de vitesse et d'intensité de turbulence sont représentés sur la figure II,12. Les profils de vitesses réduits sont pratiquement confondus pour $U_0 = 35$ cm/s et $U_0 = 70$ cm/s. Pour $U_0 = 16$ cm/s, l'examen des profils montre que le frottement devient moins important dans la zone proche de la paroi. Les épaisseurs δ de couche limite étaient par ordre de vitesse croissante de 4,1 ; 3,7 et 2,6 mm. Les profils d'intensité de turbulence montrent un maximum égal à 15 % pour $y/\delta = 0,2$ lorsque $U_0 = 70$ cm/s, c'est-à-dire pour une couche limite turbulente. Pour $U_0 < 35$ cm/s, la couche limite a un caractère très intermittent et un maximum de l'intensité de turbulence est observé plus près de la paroi ($Tu = 20$ % pour $y/\delta = 0,07$). La vitesse $U_0 \approx 30$ cm/s. semble marquer un changement de régime de la couche limite incidente, qui d'ailleurs s'accompagne d'un changement assez net du comportement de la couche de cisaillement et de la zone de recirculation.

La figure II,13 représente l'évolution des profils de vitesse et d'intensité de turbulence dans la veine pour une marche double de 15 mm de hauteur.

- Pour $x/h = 1,7$. Le profil de vitesse est encore du type piston au coeur de l'écoulement et sa hauteur comptée à partir du plan médian horizontal est pratiquement égale à la hauteur H diminuée de l'épaisseur de la couche limite dans la section de référence. La limite de cette zone d'écoulement piston peut être déterminée avec une assez bonne précision à



Ecoulement permanent

U/U_c — T_u - - - -

$h = 15 \text{ mm}$ $U_0 \approx 35 \text{ cm/s}$ $Re_h = 10600$ $h/H = 1/2$

l'aide des courbes puisqu'elle correspond à des évolutions brutales des profils de vitesse et d'intensité de turbulence.

- Pour $x/h = 7$. Le profil de vitesse montre une dissymétrie importante et on note une diminution de la hauteur de l'écoulement piston. Dans cette section qui est proche de celle dans laquelle s'effectue le recollement on observe une réorganisation hors du coeur de l'écoulement.

Cette réorganisation se traduit par une décroissance de vitesse et un accroissement de la turbulence près des parois qui sont beaucoup moins rapides que dans la section précédente qui coupait la zone de cisaillement ($x/h = 1,7$).

- Pour $x/h = 12,3$. Le profil de vitesse met en évidence la disparition presque complète de la zone d'écoulement piston. L'écoulement est en réorganisation dans toute la section. L'intensité de turbulence au voisinage de la paroi a beaucoup diminué.

Remarque : Les vitesses axiales U_c ont été mesurées au tube de PITOT à différentes abscisses pour chaque hauteur de marche. L'évolution de U_c/U_o en fonction de x est représentée pour une marche de 15 mm sur la figure II,14. On constate que la variation de vitesse est assez rapide immédiatement après l'élargissement. Nous avons vérifié que dans cette zone l'évolution de la vitesse axiale dépend peu de la hauteur de marche.

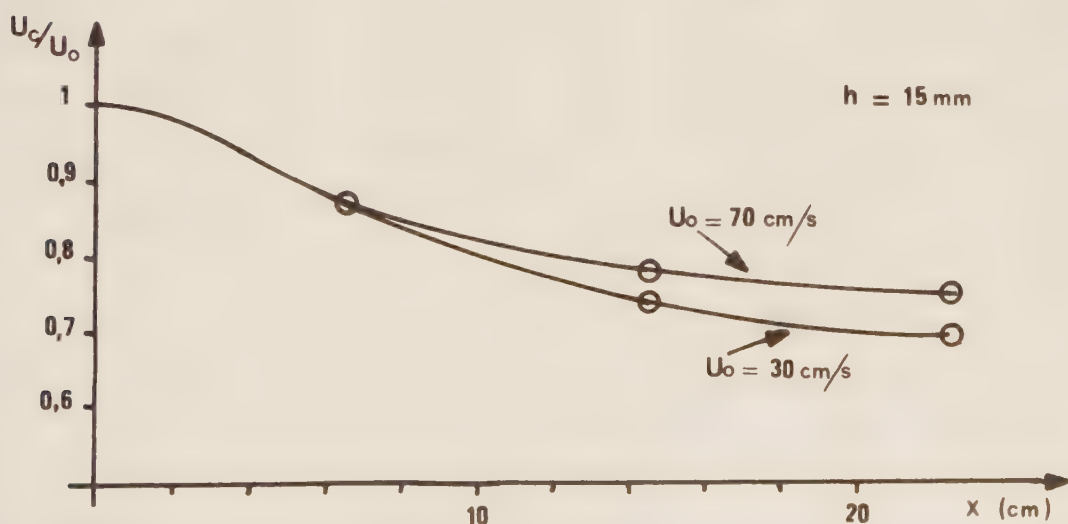


Figure II,14

II-7.2 Caractéristiques de la veine en régime pulsé

En écoulement pulsé, les profils de vitesse incidente restent plats comme on peut le constater sur la figure II,15 où sont représentés des résultats types pour une hauteur de marche de 15 mm. Dans la section coupant la zone de recirculation ($x/h \approx 1,7$), le profil des taux de fluctuation montre d'une part que le taux a fortement baissé depuis la section de référence et d'autre part qu'il ne peut raisonnablement pas être considéré comme uniforme dans le coeur de l'écoulement. Ceci permet donc de penser que l'interaction entre le coeur et les zones de recirculation est renforcée en écoulement pulsé. Dans la section située plus en aval, les profils de vitesse et de taux de fluctuation sont très arrondis et laissent penser que la réorganisation de l'écoulement est beaucoup plus rapide qu'en régime permanent.

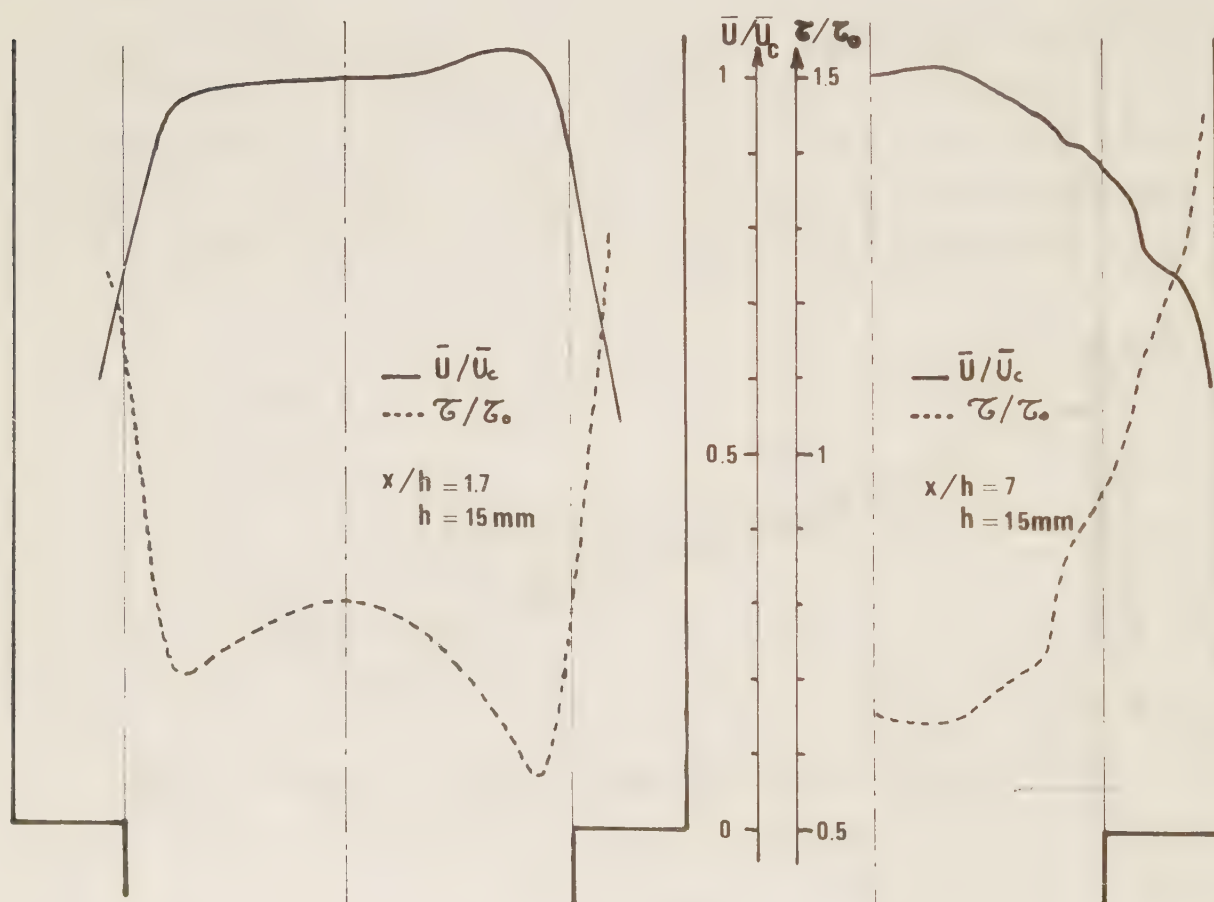


Figure II,15
 Profils de vitesse et de taux de fluctuation en écoulement pulsé
 $\bar{U}_0 = 35 \text{ cm/s}$; $F = 3,5 \text{ Hz}$; $\tau_0 = 33 \%$

CHAPITRE III

ETUDE DE L'ÉCOULEMENT DANS L'ÉLARGISSEMENT EN RÉGIME PERMANENT

Dans ce chapitre, nous nous proposons :

- de confronter nos résultats expérimentaux avec ceux déjà obtenus par d'autres auteurs dans des conditions expérimentales assez voisines ;
- de rechercher s'il existe en régime permanent des caractères dynamiques de nature instable pouvant être soit modifiés, soit amplifiés par la superposition d'une pulsation à l'écoulement moyen ;
- de préciser les paramètres actifs.

Nous savons grâce aux travaux d'ABOTT et KLINE [10] qu'il existe des battements de très basse fréquence de toute la zone de recirculation. Toutefois si ces auteurs ont remarqué les dits battements, ils n'ont pas cherché à les étudier de façon précise. Ils ont simplement noté que les fréquences sont de l'ordre de quelques cycles par minute et que le phénomène ne se produit que pour $h/H > 0,5$. Bien que notre domaine d'étude corresponde à des rapports $h/H < 0,5$, on peut déjà s'interroger sur l'existence d'instabilités dynamiques dans ces conditions. D'autre part, nous savons que le point de recollement se déplace à des fréquences plus élevées. On pourrait imaginer que des masses tourbillonnaires s'échappent cycliquement de la zone de recirculation en créant des modifications dans les dimensions de cette zone recirculée. Dans ce cas toutefois, l'échappement devrait se faire en dehors de la zone pariétale. En effet BRADSHAW et WONG [7] ont observé une brutale décroissance des échelles de turbulence au niveau du recollement, ce qui montre que toute masse tourbillonnaire transportée à cet endroit y est fractionnée.

Ces quelques observations qui tendent à montrer le caractère instationnaire de la zone de recirculation nous ont conduit à entreprendre une étude locale de chacune des régions qui la composent. La description repose sur les visualisations de ABOTT et KLINE et sur celles plus récentes que nous avons faites en filmant l'écoulement après avoir injecté de fines bulles d'azote dans le circuit hydraulique. Nous avons constaté que les bulles pouvaient être recirculées jusqu'à une abscisse réduite $x/h = 7$ environ, ce qui est comparable à ce qu'avaient obtenu les auteurs précédents. Toutefois s'il est aisé de déterminer une position extrême de recirculation, il devient très délicat de dire où se trouve le point de recollement moyen. Les différentes régions mises en évidence sont schématisées sur la figure III,1.

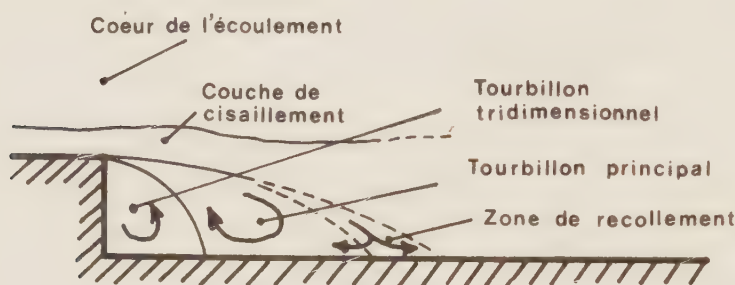
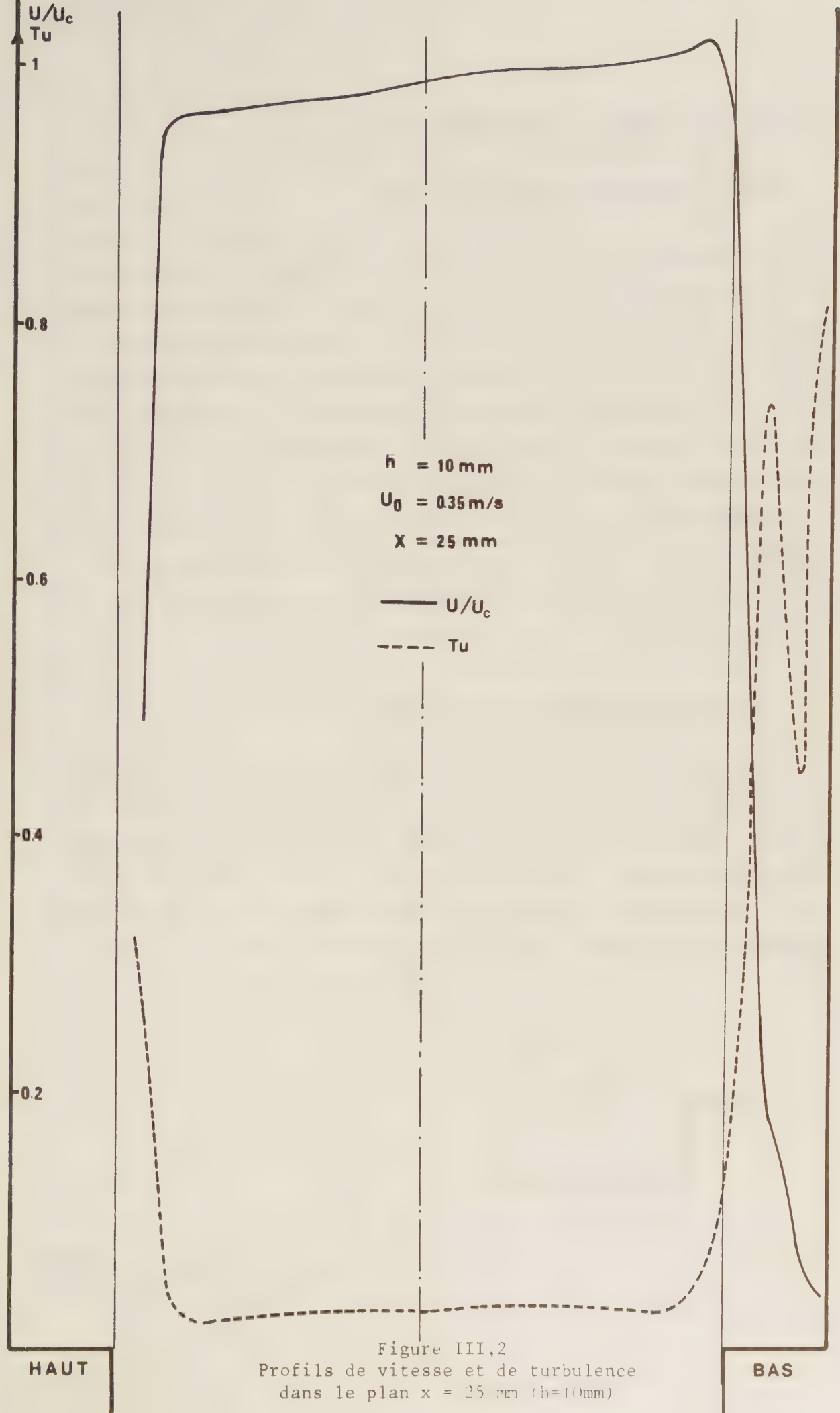


Figure III,1

La couche de cisaillement sépare le cœur de l'écoulement de la zone recirculée proprement dite. Cette dernière est composée :

- d'un tourbillon principal dit bidimensionnel ;
- d'un tourbillon tridimensionnel situé immédiatement en aval de la marche ;
- d'une zone entourant le point moyen de recollement, qui doit être très mince pour les hauteurs de marche que nous utilisons [10]. Toute particule se trouvant dans cette zone peut être selon l'instant t considérée soit recirculée, soit entraînée vers l'aval.



III-1 Etude de la zone de cisaillement

III-1.1 Caractérisation de cette zone

Il convient tout d'abord de définir ce qu'est la zone de cisaillement et en particulier d'en déterminer les frontières. La figure III,2 représente les profils de vitesse et de turbulence obtenus avec une marche de 10 mm dans un plan vertical situé à 25 mm en aval de celle-ci. On remarque que lorsqu'on quitte la partie "plate" du profil de vitesse, on entre dans une zone où l'évolution de vitesse est pratiquement linéaire en fonction de y . Cette zone occupe une épaisseur de 4 à 5 mm. Corrélativement l'intensité de turbulence augmente fortement et atteint un maximum relatif de l'ordre de 80 %. On constate qu'à ce maximum correspond la fin de la partie "linéaire" du profil de vitesse. Il est donc légitime de penser que la couche de cisaillement correspond sur la figure à la zone englobant le profil de vitesse "linéaire" et son raccordement au coeur de l'écoulement.

III-1.2 Etude dynamique de cette zone

En observant à l'oscilloscope le signal anémométrique d'une sonde placée dans la couche de cisaillement, on a constaté qu'il existait une certaine cohérence. Ceci nous a incités à effectuer des analyses spectrales systématiques. La sonde est placée à 25 mm en aval de la marche et à 1 mm au-dessus du niveau de la marche (figure III,3). Les spectres d'énergie obtenus sont représentés sur la figure III,4).

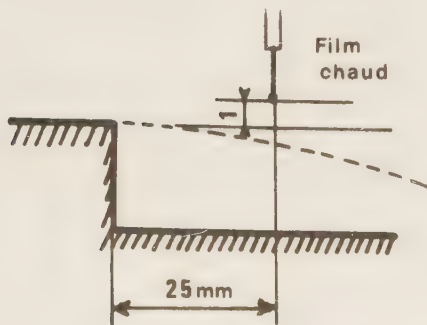


Figure III,3

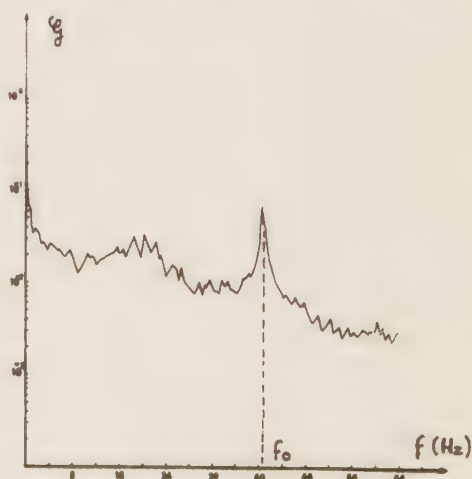


Figure III,4

On observe un pic marqué pour une fréquence que nous appellerons f_o . En outre, on observe généralement autour de la fréquence $f_o/2$ une bande de fréquences où la densité d'énergie est relativement élevée. Il est important de souligner que ces caractères n'apparaissent pas au coeur de l'écoulement incident. Nous avons pu constater que l'allure générale de ces spectres est peu modifiée quand on effectue un petit déplacement vertical de la sonde. La fréquence f_o en particulier n'est pas modifiée. Toutefois l'intensité du pic varie et ce dernier disparaît quand on s'écarte de plus de ± 2 mm environ de la position indiquée sur la figure III,3. Ceci montre que le phénomène observé est localisé dans la couche de cisaillement. Plus précisément il semble que, dans cette zone, il soit plus marqué du côté du coeur de l'écoulement.

On constate que la fréquence f_o dépend de la vitesse U_o et que l'intensité du pic est d'autant plus élevée que U_o est grand. Les mêmes remarques sont applicables à la bande de fréquences centrée sur $f_o/2$. Pour des vitesses U_o inférieures à 30 cm/s, l'intensité du pic est suffisamment faible pour qu'il ne soit plus discernable des irrégularités de la densité spectrale d'énergie. Ceci est vraisemblablement à relier à la nature de la couche limite incidente. En effet, il a été montré que cette couche limite a un caractère très intermittent dès que U_o est inférieure à 30 cm/s. Dans les cas où le pic est observable, les valeurs de U_o , f_o et f_o/U_o sont portées dans le tableau T5 et les spectres correspondants sont représentés sur la figure III,5

U_o (m/s)	0,344	0,487	0,562	0,688
f_o (Hz)	21	29,5	33,5	41
f_o/U_o (m ⁻¹)	61,0	60,6	59,6	59,6

TABEAU T5

On constate compte tenu du fait que la largeur de la bande d'analyse est de 0,5 Hz que la fréquence f_o est proportionnelle à la vitesse d'écoulement.

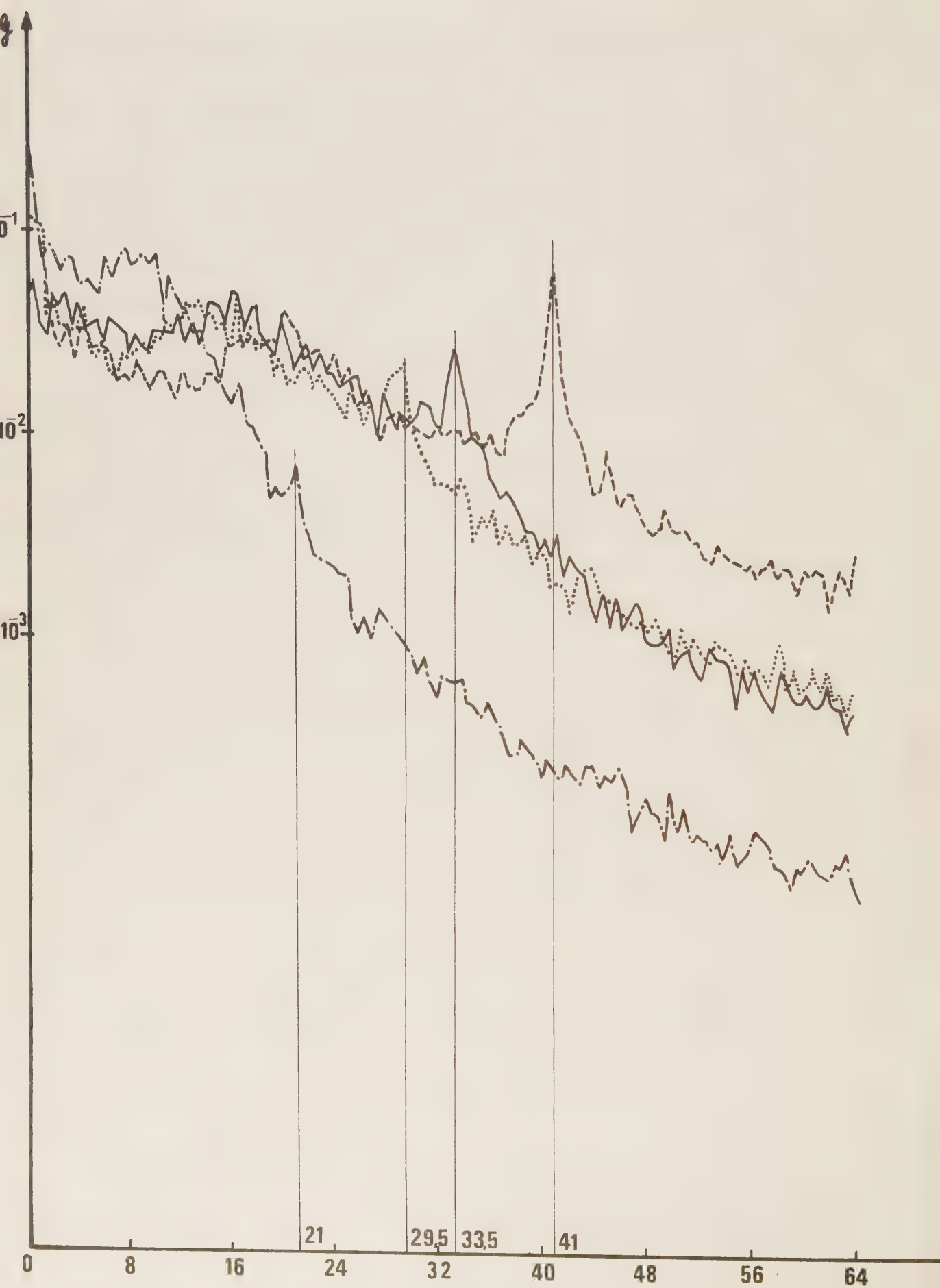


Figure III,5
Evolution de f_0 en fonction de la vitesse U_0

Nous avons représenté sur les figures III,6 et III,7 deux séries de spectres obtenus pour une même vitesse et trois hauteurs de marche différentes. On constate que la fréquence f_0 est rigoureusement indépendante de la hauteur de marche h .

Nous avons également essayé de faire varier la viscosité du fluide en modifiant la température. Aucune variation de la fréquence f_0 n'a pu être décelée pour une variation de 10 % de la viscosité.

Il apparaît donc que la fréquence f_0 : est proportionnelle à la vitesse U_0 , indépendante de la hauteur de marche et peu dépendante de la viscosité. L'indépendance de f_0 à la hauteur de marche ne doit pas surprendre. En effet, on constate sur la figure III,8 que les profils de vitesse et de turbulence à l'intérieur de la couche de cisaillement se superposent très bien pour deux hauteurs de marche différentes : 10 et 15 mm. La couche de cisaillement et en particulier, son épaisseur est insensible à la hauteur de la marche. Ce résultat nous a incités à étudier la bibliographie relative à deux problèmes particuliers : celui des jets libres et celui des couches de cisaillement planes. Dans le cas des jets libres, on sait qu'il existe des tourbillons périphériques possédant une fréquence caractéristique. Les travaux récents de BECKER et MASSARO [35], puis de BEAVERS et WILSON [36] qui ont étudié les jets issus d'orifices circulaires ou de fentes rectangulaires (à bords minces) ont montré que la fréquence caractéristique des tourbillons peut être calculée de façon simple. Elle est donnée par un nombre de STROUHAL calculé avec la vitesse axiale et la largeur de l'orifice. Ce nombre de STROUHAL est voisin de 0,43 dans le cas d'une fente rectangulaire. Dans le cas de nos expériences, le même nombre de STROUHAL, soit : $St = 2hf_0/U_0$ est voisin de 7. Il ne semble donc pas que les phénomènes puissent être comparés.

Les études des couches de cisaillement planes montrent également que des petits tourbillons y sont transportés. Les travaux récents de JONES et ses collaborateurs [37] et ceux de WINANT et BROWAND [38] ont mis en évidence le fait que la fréquence de ces tourbillons est donnée par un nombre de STROUHAL calculé d'une façon différente. Il est obtenu à partir de la vitesse moyenne U_m dans la couche de cisaillement et de l'épaisseur b de cette dernière au point de mesure. Les premiers auteurs donnent

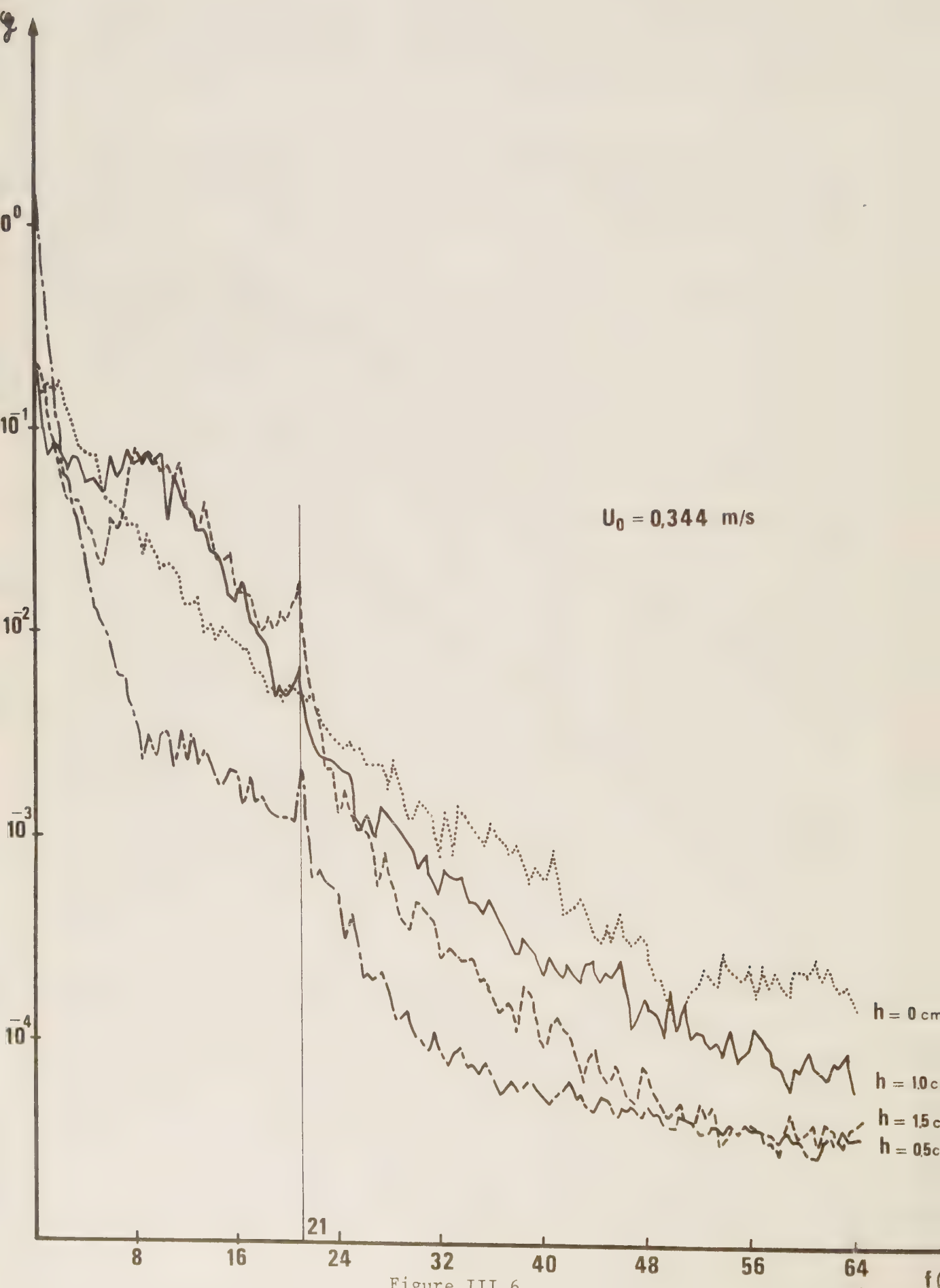


Figure III,6

Evolution de g en fonction de f

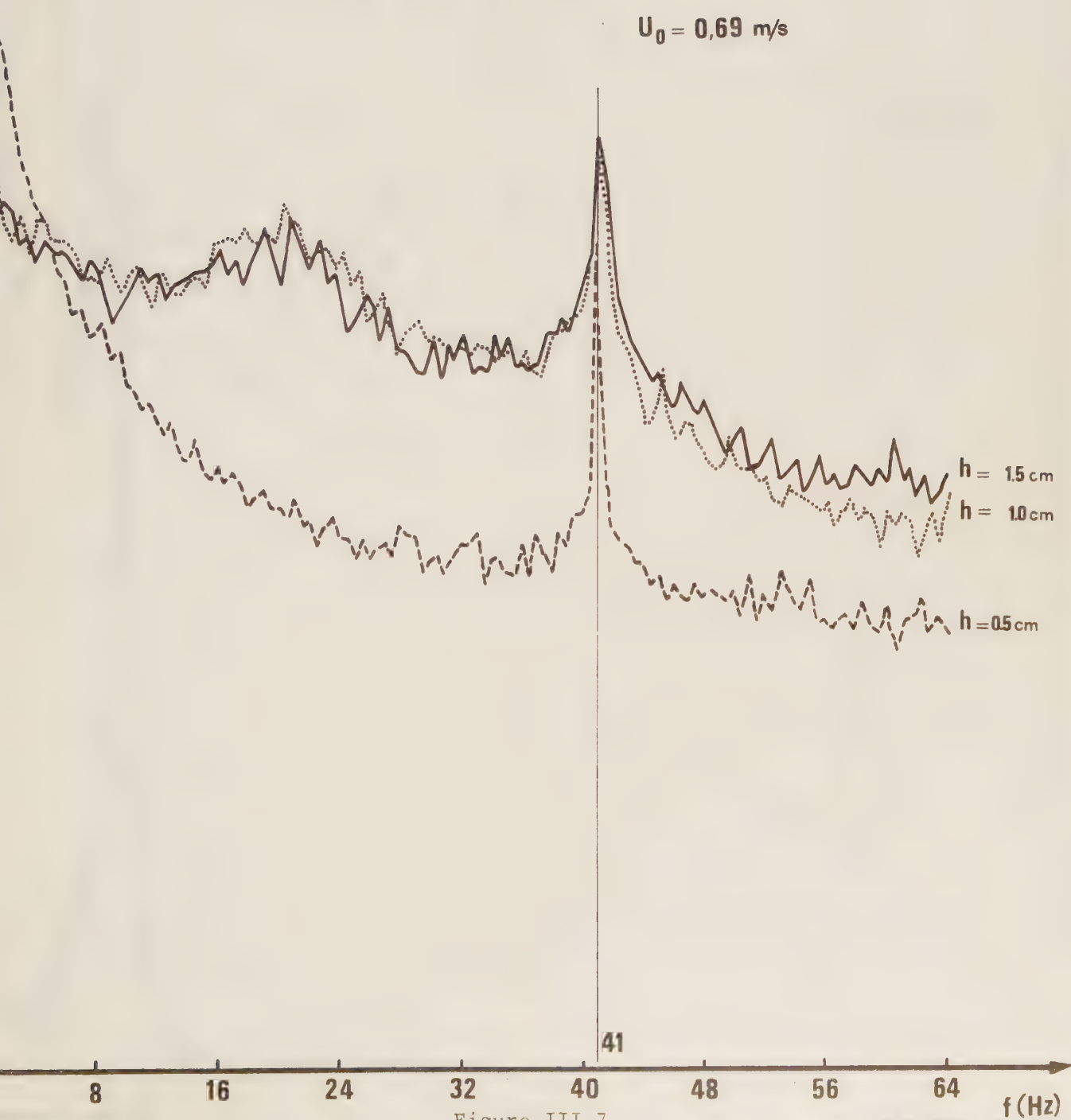


Figure III,7

Evolution de f en fonction de la hauteur de marche

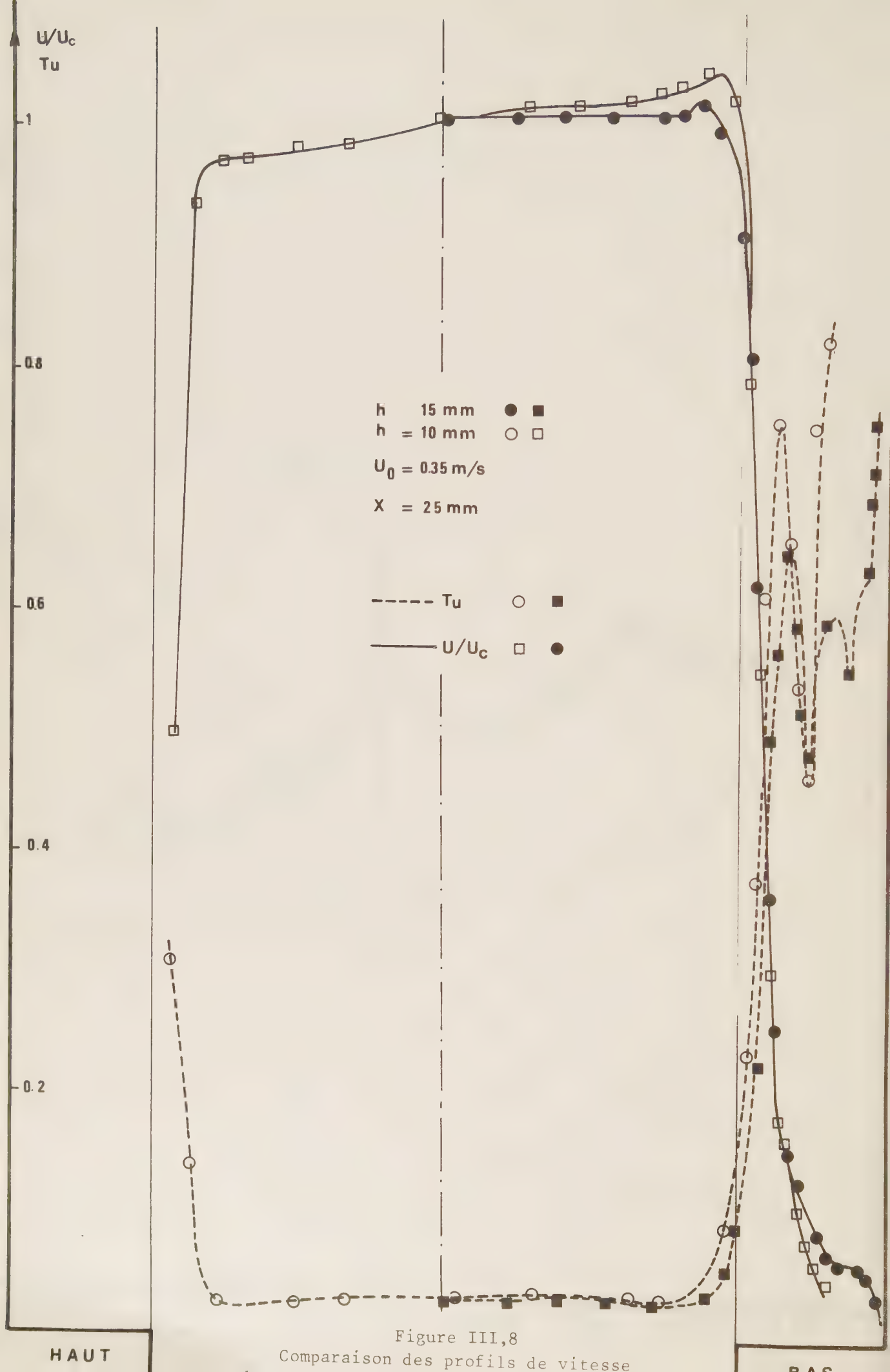


Figure III,8
 Comparaison des profils de vitesse

$St \approx 1/3$. Les seconds donnent un nombre de STROUHAL compris entre 0,16 et 0,22, et montrent qu'il dépend peu du nombre de REYNOLDS, donc de la viscosité. L'incertitude sur ces valeurs est relativement grande et peut être attribuée à la difficulté de déterminer avec précision l'épaisseur b de la couche de cisaillement, ainsi que la vitesse moyenne. Quoi qu'il en soit, nous pouvons faire un calcul approché du même type. Les valeurs peuvent se déduire de la figure III,2 : l'épaisseur b est d'environ 6 mm et la vitesse moyenne de $0,6 U_c$ soit $0,5 U_o$. Le nombre de STROUHAL vaut dans ces conditions :

$$St = \frac{fb}{U_m} = \frac{21 \cdot 6 \cdot 10^{-3}}{0,5 \cdot 0,35} \approx 0,7$$

Cette valeur est déjà de l'ordre de grandeur de celles annoncées par les auteurs précédents. Toutefois il faut également constater que JONES et ses collaborateurs considèrent que les tourbillons occupent toute la couche de cisaillement. Or dans notre cas l'épaisseur b' de la zone sensible où sont détectées les fréquences f_o est inférieure à celle totale b de la couche de cisaillement. Nous avons vu qu'elle est de l'ordre de 4 mm et le profil (figure III,2) montre que la vitesse est alors de l'ordre de U_c ($0,87 U_o$). Le nombre de STROUHAL calculé avec ces deux nouvelles valeurs devient :

$$St = \frac{21 \cdot 4 \cdot 10^{-3}}{0,87 \cdot 0,35} \approx 0,28$$

Cette valeur est bien située dans la gamme de celles que nous connaissons par la bibliographie. Les phénomènes connus dans les couches de cisaillement planes se transposent donc correctement à ceux observés dans notre étude.

Remarque : Il resterait à vérifier de façon plus systématique la proportionnalité de St à b' . Le contrôle de l'influence de ce paramètre ne serait possible qu'après une modification du montage.

Il est à noter aussi que OKA [16] a étudié en détail la couche de cisaillement derrière une rugosité. L'utilisation de variables réduites comme le suggère ABRAMOVICH [39] a conduit cet auteur à identifier les caractères des couches de cisaillement de deux écoulements parallèles à ceux de la couche de cisaillement en aval d'une marche.

Cette identité des caractères des couches de cisaillement nous permet de conclure à un bon accord entre nos résultats et ceux de OKA.

En conclusion, la couche de cisaillement a un comportement dynamique semblable à celui de la couche libre entre deux écoulements parallèles. Nous avons montré que comme dans le cas des écoulements parallèles il existe des allées de tourbillons. Toutefois ces allées de tourbillons semblent décentrées vers l'extérieur de la couche de cisaillement du côté du coeur de l'écoulement. Dans cette partie, la vitesse est voisine de U_c et la fréquence f_o est donnée par un nombre de STROUHAL caractéristique ($St = f_o b' / U_c$) dont la valeur peut être estimée à 0,28.

III-2 Etude du corps du tourbillon principal

Pour déterminer plus précisément les dimensions de ce tourbillon, revenons au profil de vitesse représenté sur la figure III,2. On constate que la frontière entre la couche de cisaillement et le tourbillon principal peut être assez bien déterminée. Elle correspond à un maximum relatif de l'intensité de turbulence et à un changement de pente dans le profil des vitesses. A cet endroit la vitesse est de $0,18 U_c$ (soit environ $0,16 U_o$). Ce résultat est tout à fait conforme aux observations de BRADSHAW et WONG [7] qui annoncent une vitesse maximale de $0,2 U_o$ dans le tourbillon principal. Vers le coeur, l'intensité de turbulence accuse un minimum relatif très marqué. Toutefois ce minimum ne semble pas être une caractéristique générale du tourbillon car il ne se retrouve pas dans le profil qui a été tracé pour une marche de 15 mm (voir figure II, 13 page 56).

Les analyses spectrales faites dans le coeur du tourbillon n'ont permis de mettre en évidence aucune fréquence caractéristique (entre 0 et 64 Hz).

III-3 Etude pariétale

Nous allons entreprendre tout d'abord une étude polarographique pariétale qui nous permettra d'une part de déterminer les longueurs des différentes régions au niveau de la paroi, et d'autre part de

faire une estimation des gradients de vitesse pariétaux.

Sur la figure III,9, nous avons représenté l'évolution de la contrainte pariétale le long de la veine. Les sondes simples ne donnant que le module du gradient, il convient d'y associer des sondes doubles qui permettent simultanément de déterminer la position des points de séparation et le signe du gradient. Il est à remarquer que les formules utilisées pour le calcul du gradient de vitesse pariétal ne sont pas valables dans le cas où le gradient est susceptible de varier très fortement. HANRATTY a montré cependant que des taux de fluctuations élevés ne modifient le transfert que de façon négligeable. Il n'en est pas de même lorsque le point de recollement passe sur l'électrode. Les valeurs calculées dans les zones de séparation ne doivent donc être considérées que comme une estimation approchée du gradient. On constate des variations longitudinales de la contrainte pariétale dans la zone de réorganisation de l'écoulement après recollement. Ce fait n'a pas été observé par d'autres auteurs qui, pour le calcul du gradient pariétal extrapolaient jusqu'à la paroi les profils de vitesse obtenus par anémométrie. Toutefois lors de nos visualisations, il est apparu sur les photos que les lignes de courant proches de la paroi comportaient des ondulations lentes après le recollement. Il ne paraît donc pas impossible que dans la sous couche visqueuse ces variations du gradient soient une conséquence des phénomènes observés par visualisation. Cette constatation devra être confirmée par une étude instantanée effectuée à l'aide d'une batterie de sondes positionnées à l'aval du recollement. On remarque en outre que le module du gradient à l'amont du tourbillon principal est du même ordre de grandeur que celui que l'on mesure dans la zone de réorganisation. Quand on s'approche du tourbillon tridimensionnel, on remarque que le gradient décroît fortement. Ces deux dernières constatations ont déjà été faites par d'autres auteurs, dont OKA [16] à propos de l'écoulement à l'aval d'une rugosité. Il apparaît sur la figure III,9 que la longueur du tourbillon principal est d'environ 5 hauteurs de marche ($h = 10 \text{ mm}$ et $U_0 \approx 70 \text{ cm/s}$). Dans cette région, nous avons fait des analyses spectrales des signaux recueillis sur les sondes polarographiques. Comme au coeur du tourbillon, aucune fréquence particulière n'a pu être mise en évidence.

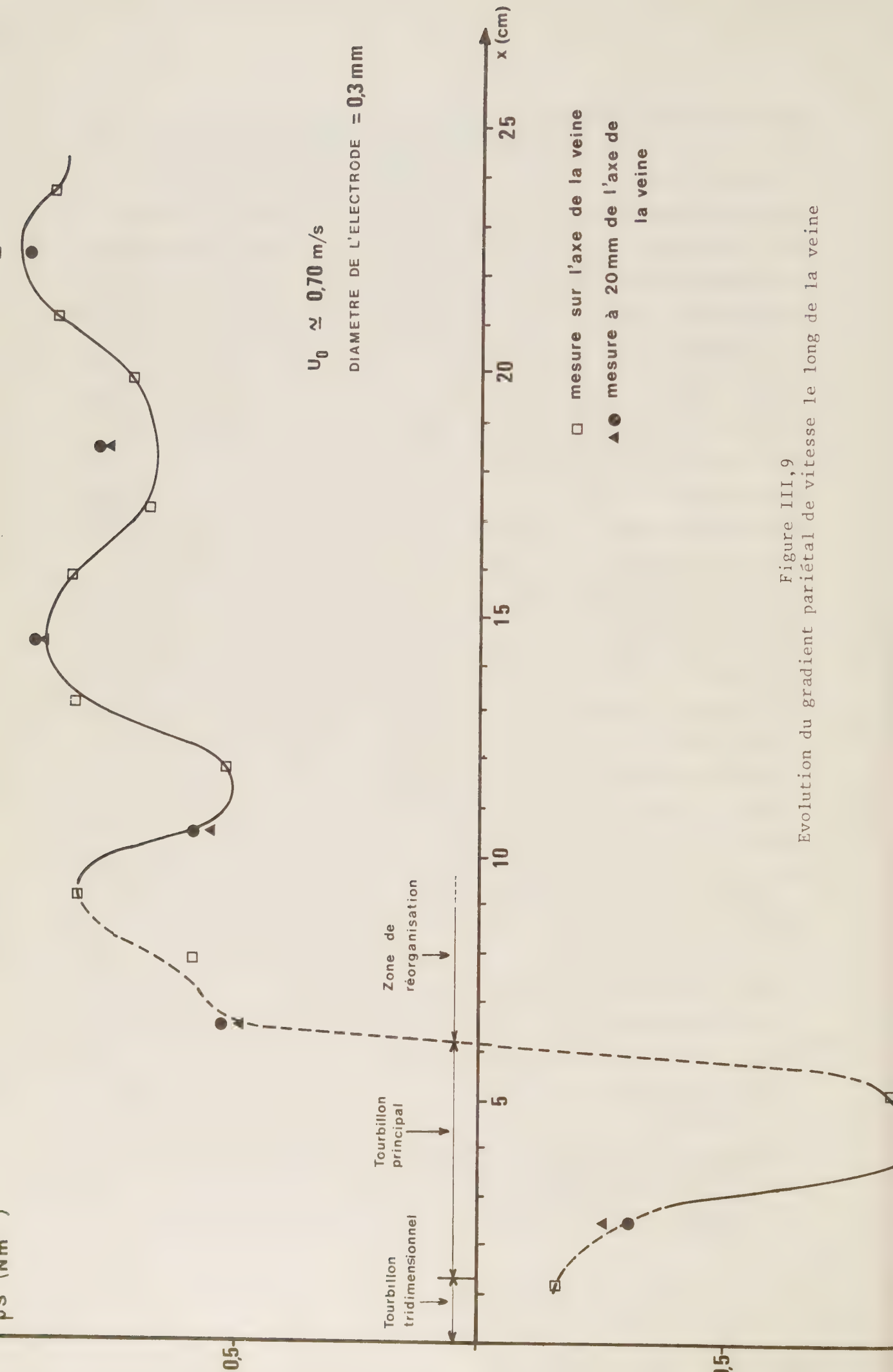


Figure III,9
Evolution du gradient pariétal de vitesse le long de la veine

Nous avons également étudié la vitesse de convection pariétale par intercorrélation entre des électrodes situées à 8 mm les unes des autres. On constate (figure III,10) que la vitesse de convection pariétale U_{cp} est proportionnelle à U_0 dès que la vitesse est suffisamment élevée. On remarque également que cette vitesse de convection dépend de la position des points de mesure. Pour les mesures faites à l'amont, U_{cp}/U_0 tend vers 0,1 environ quand U_0 augmente. Pour les mesures effectuées au milieu de la zone tourbillonnaire, la limite de U_{cp}/U_0 est de l'ordre de 0,14. Cette vitesse de convection pariétale est donc peu inférieure à la vitesse périphérique du tourbillon principal.

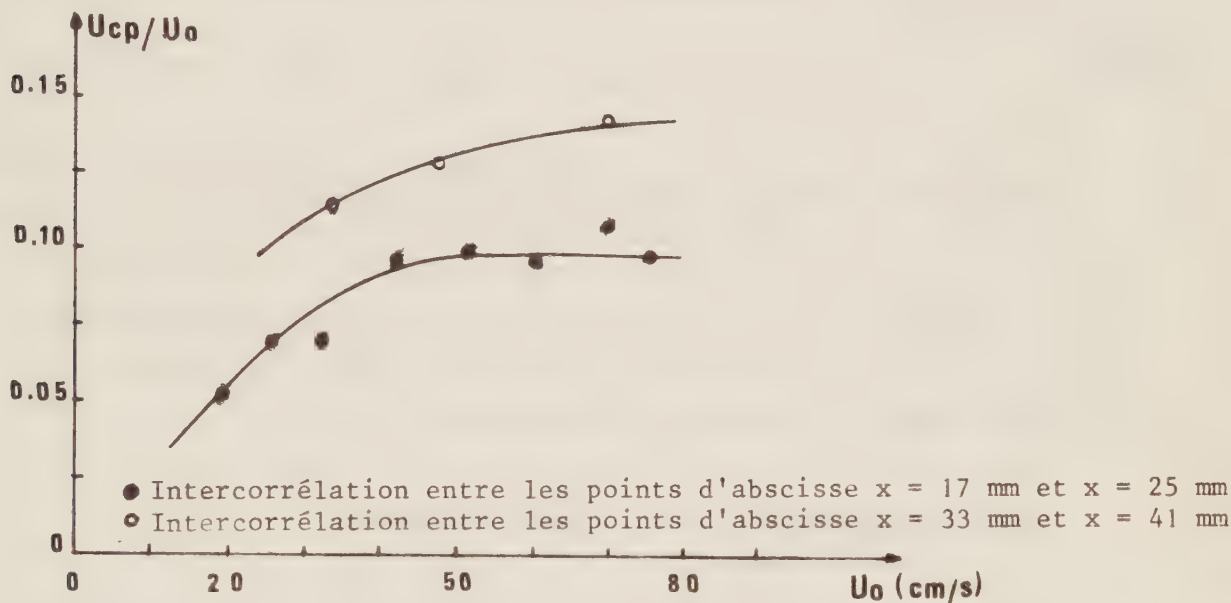


Figure III,10

III-3.1 Etude de la zone de recollement

Il convient de noter que le "point de recollement" peut se définir de diverses façons dans la mesure où il est essentiellement instantané. En effet le point de recollement bidimensionnel instantané est défini par un gradient de vitesse nul. Si l'évolution dans le temps des points de recollement instantanés est connue, on peut calculer une abscisse moyenne de recollement $\bar{x}_R$ par la formule :

$$\bar{x}_R = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t x_R(t) dt \quad (\text{III}, 1)$$

où x_R est l'abscisse du point de recollement instantané.

La détermination de $\bar{x}_R$ peut se faire pratiquement par l'étude statistique des signes des courants différentiels mesurés simultanément sur une batterie de sondes doubles. Toutefois il était nécessaire de connaître avec une précision satisfaisante la zone balayée par le point de recollement car on ne peut pas envisager raisonnablement la construction d'une batterie de sondes sur toute la longueur de la veine. Pour notre étude, nous définirons donc les points où la moyenne du flux différentiel recueilli sur les sondes doubles est nulle. Le point de recollement obtenu avec cette définition est situé à une abscisse x_R où la relation suivante est vérifiée :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t K_1^*(x, t) - K_2^*(x, t) dt = 0 \quad (\text{III}, 2)$$

Nous allons donner les résultats de cette étude approchée, en précisant qu'ils ont permis la mise en fabrication d'une batterie de sondes adaptée à l'étude plus fine. Une chaîne électronique est également en cours de réalisation : elle permettra l'analyse en temps réel de la fonction signe des sondes doubles et par là l'étude statistique de la position instantanée du point de recollement.

III-3.2 Position du point de recollement

En utilisant notre définition, la position du point de recollement est déterminée en déplaçant progressivement une sonde double jusqu'à une position où le courant différentiel moyen est nul.

Il est apparu que (dans notre gamme de vitesses) cette position varie avec la vitesse U_0 . La variation est faible, mais ne peut pas être considérée comme négligeable. On constate figure III,11 que l'abscisse du point de recollement varie de façon appréciable aux basses vitesses et se stabilise aux vitesses élevées.

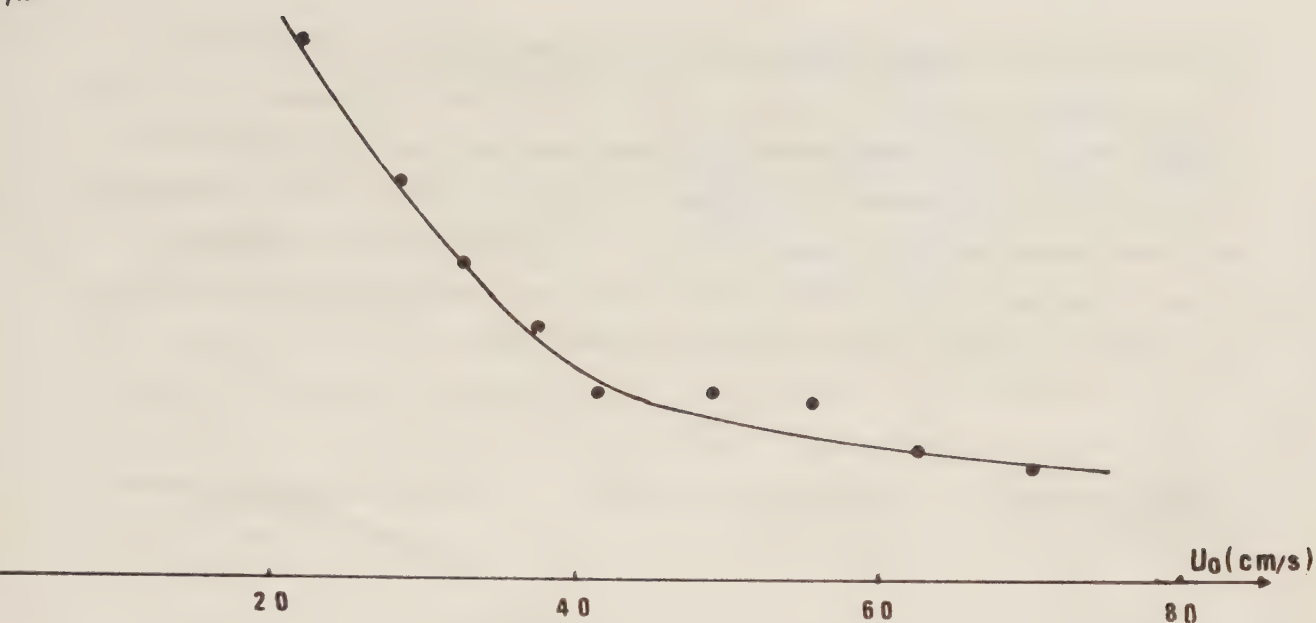


Figure III,11
Evolution de la position moyenne
du point de recollement avec la vitesse

III-3.3 Fluctuations de la position du point de recollement

Le passage du point de recollement sur l'élément de mesure et en particulier l'instant auquel ce passage se produit est directement mesurable puisque le courant différentiel des sondes doubles change de signe à chaque changement de sens de l'écoulement. En utilisant cette remarque, nous avons cherché l'amplitude de déplacement du point de recollement instantané. Ceci a été réalisé en observant, pour différentes positions des sondes, les changements de signe du courant différentiel moyenné sur un temps très court (0,1s). Nous avons ainsi constaté que l'amplitude de déplacement du point de recollement instantané est très grande, supérieure à $\pm 1,5 h$ sur toute notre gamme de vitesse U_0 . Il apparaît que la fréquence des changements de signe diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point de recollement moyen. Une image de la fréquence des passages du point de recollement

instantané pour diverses abscisses est donnée par la figure III,12. Nous y avons représenté l'évolution du rapport de la moyenne du courant différentiel à la moyenne de sa valeur absolue, cette quantité étant égale à + 1 ou - 1 quand l'écoulement se fait toujours dans le même sens. On peut penser au vu de cette courbe que la fréquence des passages du point de recollement reste élevée dans un domaine d'environ ± 1 h de part et d'autre du point de recollement moyen.

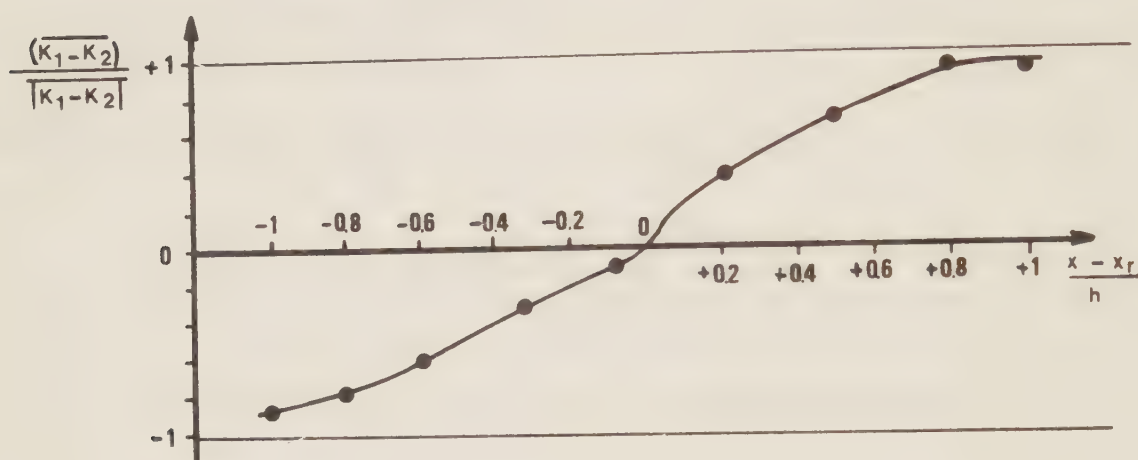


Figure III,12
Amplitude de déplacement du point de recollement instantané

Si on compare les résultats précédents obtenus pour une marche de hauteur $h = 10$ mm avec ceux de ABOTT et KLINE [10], on constate :

- que la dimension maximale de la zone recirculée est à grande vitesse de $6,3 h + 1,5 h$ soit $7,8 h$ ce qui est conforme à leurs observations ;
- que la dimension minimale de la zone recirculée est inférieure à $6,3 h - 1,5 h = 4,8 h$, ce qui est nettement plus faible que la valeur qu'ils ont obtenue (environ $6 h$).

Enfin nous pouvons préciser que des analyses spectrales ont été faites sur des signaux provenant de sondes placées en différents points de la zone de recollement et qu'elles n'ont pas fait apparaître de fréquence caractéristique.

III-3.4 Etude de la région dite "tridimensionnelle"

L'étude de cette région est relativement délicate dans la mesure où elle est de taille très réduite. Nous pouvons toutefois affirmer que le point de séparation entre la zone tridimensionnelle et le tourbillon principal a une abscisse comprise entre 0,9 et 1,7 h dans tout le domaine de vitesse. Il semble que cette région se contracte quand la vitesse augmente. Le point de séparation se trouverait à une abscisse voisine de 1,7 h pour les basses vitesses, et se situerait approximativement au milieu des deux points de mesure soit à environ 1,3 h pour les vitesses élevées. Ce dernier résultat est conforme aux observations de ABOTT et KLINE.

Des analyses spectrales ont également été faites sous ce tourbillon et n'ont pas fait apparaître de fréquence caractéristique.

III-4 Conclusion

Au sein de l'écoulement, nous avons confirmé les observations de OKA selon lesquelles la couche de cisaillement en aval de la marche présente les mêmes propriétés que les couches de cisaillement planes. Dans le cadre de cette comparaison, les fréquences f_o que nous avons mises en évidence peuvent être reliées à la fréquence des tourbillons observées dans les couches de cisaillement planes. Le nombre de STROUHAL caractérisant cette fréquence est conforme à celui obtenu par différents auteurs. Il reste toutefois déterminé avec une faible précision dans la mesure où les paramètres qui servent à son calcul ne peuvent être connus qu'approximativement. Les études spectrales au niveau de la paroi et au coeur de la zone de recirculation ne font pas apparaître la fréquence caractéristique f_o . En aval de la zone de recirculation, des analyses spectrales ont également été faites à partir des signaux anémométriques et polarographiques. Là aussi, nous n'avons pas retrouvé la fréquence f_o et ceci nous permet de penser comme le disait BRADSHAW que les tourbillons éclatent dans la zone de recollement. Le point de recollement apparaît comme extrêmement instable et a une amplitude maximale de déplacement supérieure à $\pm 1,5$ h. La fréquence des déplacements semble aléatoire dans la mesure où aucune fréquence particulière n'est apparue par analyse spectrale.

Le tourbillon principal est animé d'une vitesse faible, un peu inférieure à $0,2 U_0$ conformément aux observations de BRADSHAW. En longueur moyenne, il se contracte quand la vitesse augmente, tout comme le tourbillon tridimensionnel. A partir des valeurs instantanées mesurées, on peut dire que sa longueur peut être comprise entre 4 et 8 hauteurs de marche, ce qui montre bien l'ampleur du caractère instationnaire de la zone de recirculation.

CHAPITRE IV

INCIDENCE DES PULSATIONS SUR LA ZONE DE RECIRCULATION

IV-1 Mise en évidence de l'effet des pulsations

Afin de mieux connaître le mécanisme d'action des pulsations sur l'écoulement en aval de la marche, nous avons tout d'abord étudié les profils de vitesse et de taux de fluctuation dans la section élargie. Ces profils ont été obtenus dans un plan situé à 25 mm en aval d'une marche de 15 mm de hauteur. Ils sont présentés sur les figures IV,1 et IV,2. Nous vérifions une fois de plus que le coeur de l'écoulement est resté de type piston. La zone où l'évolution de la vitesse est linéaire en y existe toujours comme en écoulement permanent, mais on remarque que la vitesse y est d'autant plus faible que la fréquence est élevée. Dans cette même région, on constate sur les courbes donnant les profils réduits de taux de fluctuation que celui-ci croît avec la fréquence et qu'il atteint même des valeurs extrêmement importantes pour les fréquences élevées. On note cependant que c'est encore la partie de la couche de cisaillement située du côté du coeur de l'écoulement qui semble le mieux mettre en évidence les interactions avec la zone recirculée. On remarque en effet qu'il existe deux types de profils. Certains sont arrondis et le taux de fluctuation augmente régulièrement quand on s'écarte de l'axe de la veine. Les autres sont caractérisés, quand on s'écarte de l'axe de la veine, par une décroissance du taux de fluctuation qui atteint un minimum dans la région que nous venons de définir. Il est à noter qu'il n'existe pas ici de relation d'ordre entre les taux de fluctuation et les fréquences de pulsation. En ce qui concerne les valeurs mesurées sur l'axe de la veine, on observe de façon systématique que la chute de vitesse moyenne est identique à celle qui est obtenue en écoulement permanent (13 % à 25 mm en aval de la marche). Le taux de fluctuation décroît sur l'axe de la veine de 20 à 40 % suivant les conditions de pulsation.

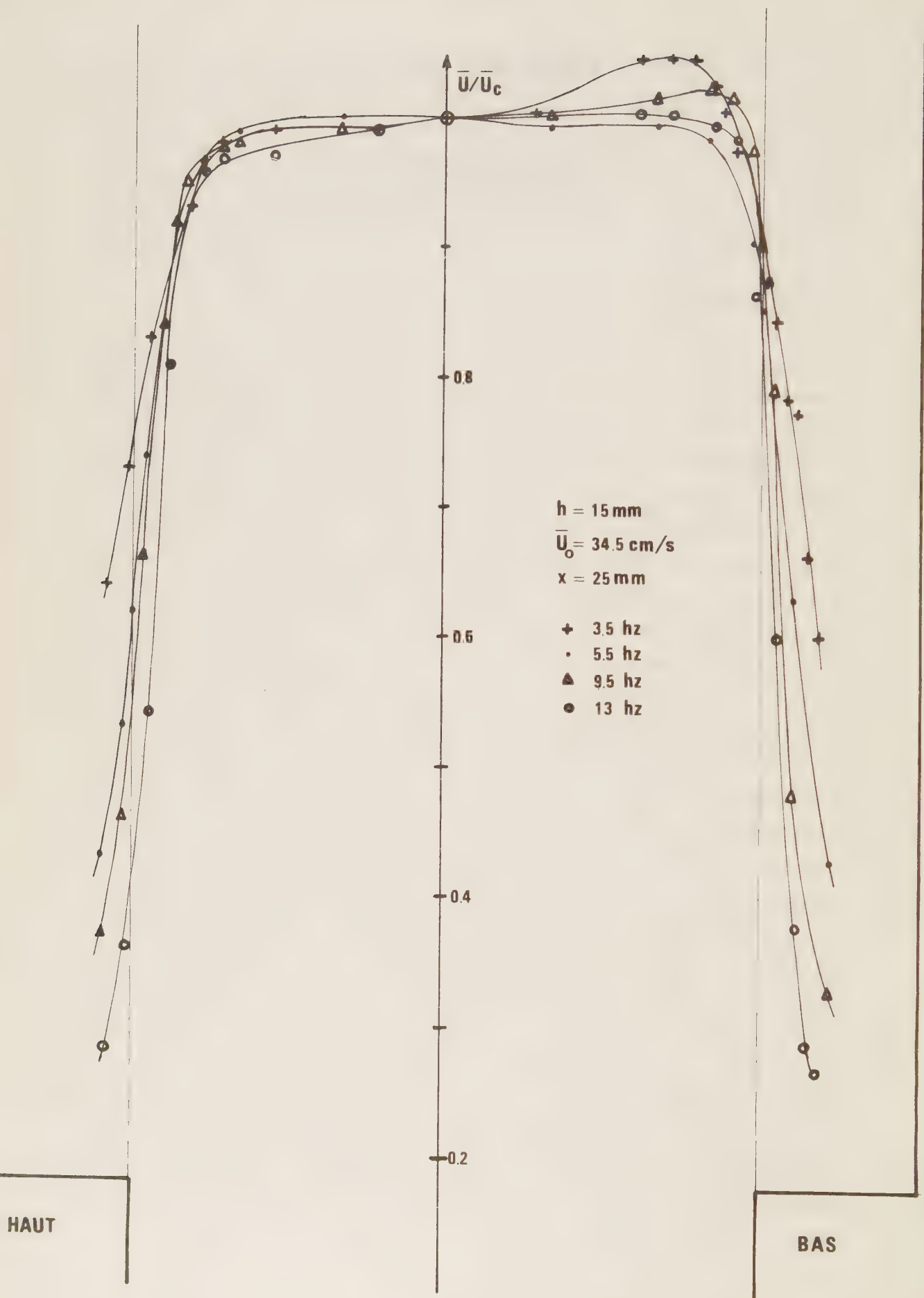


Figure IV,1
 Profils de vitesse réduite en écoulement pulsé

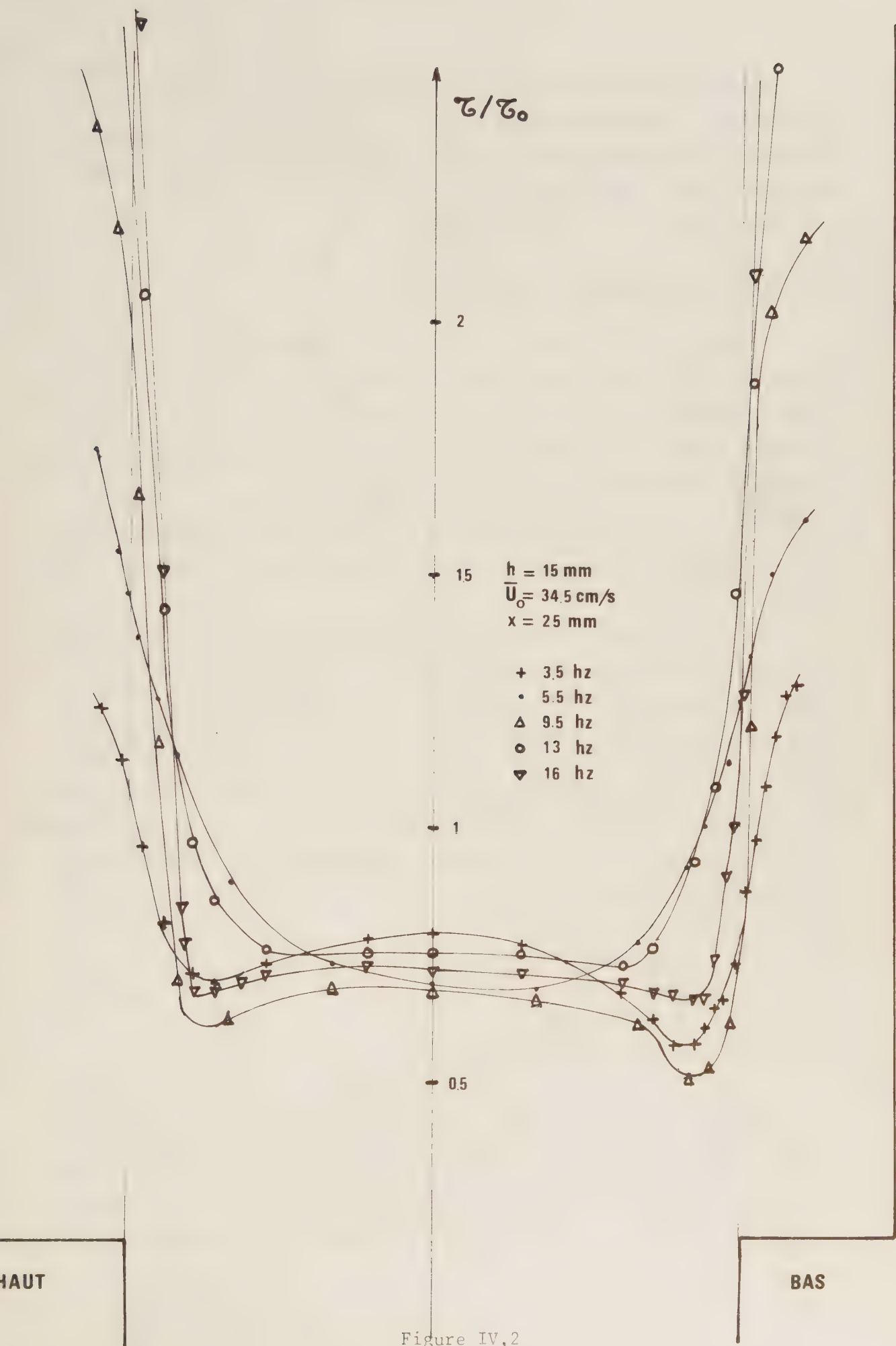


Figure IV,2

Profils de taux de fluctuation réduit en écoulement pulsé

Des profils réalisés plus en aval montrent que la phase de réorganisation de l'écoulement débute en général plus en amont qu'en régime permanent. Ces diverses considérations nous permettent déjà de penser que les échanges dynamiques avec la zone recirculée sont plus intenses en régime pulsé qu'en régime permanent.

IV-2 Etude de la couche de cisaillement

La couche de cisaillement s'avérant être une zone frontière importante, nous avons entrepris l'étude systématique du taux de fluctuation dans cette région en fonction de la fréquence et de la vitesse. Pour une position donnée des ailettes du pulsateur, nous savons que le taux de pulsation obtenu dépend de la fréquence. Afin de pouvoir faire des études comparatives, nous travaillerons sur une grandeur réduite qui est le rapport du taux de fluctuation mesuré dans la couche de cisaillement au taux de pulsation de l'écoulement incident mesuré dans la section de références.

On constate que l'évolution du taux de fluctuation en fonction de la fréquence à vitesse constante présente plusieurs extrêma comme le montre la figure IV,3. On remarque que les maxima obtenus le sont pour des fréquences égales à des multiples d'une certaine fréquence notée F_1 . D'autre part, les minima sont approximativement situés au milieu des maxima. Une étude systématique en fonction de la vitesse $\bar{U}_0$ montre que F_1 est proportionnelle à $\bar{U}_0$. Ceci nous permet de poser a priori une loi donnant les fréquences F_{Mi} correspondant aux maxima et les fréquences F_{mj} correspondant aux minima :

$$\left\{ \begin{array}{l} F'_{Mi} = F_{Mi} / \bar{U}_0 \\ F'_{Mi} = i F'_{M1} \\ F'_{mj} = (2j-1) F'_{m1} \end{array} \right. \quad F'_{mj} = F_{mj} / \bar{U}_0 \quad (IV,1)$$

Pour une vitesse incidente donnée nous avons fait varier le taux de pulsation, la hauteur de marche ainsi que la viscosité du fluide par l'intermédiaire de la température. De toutes les expériences effectuées il ressort compte tenu de la précision des mesures qu'aucun de ces paramètres ne semble avoir d'influence notable sur les fréquences F'_{Mi} et F'_{mj} .

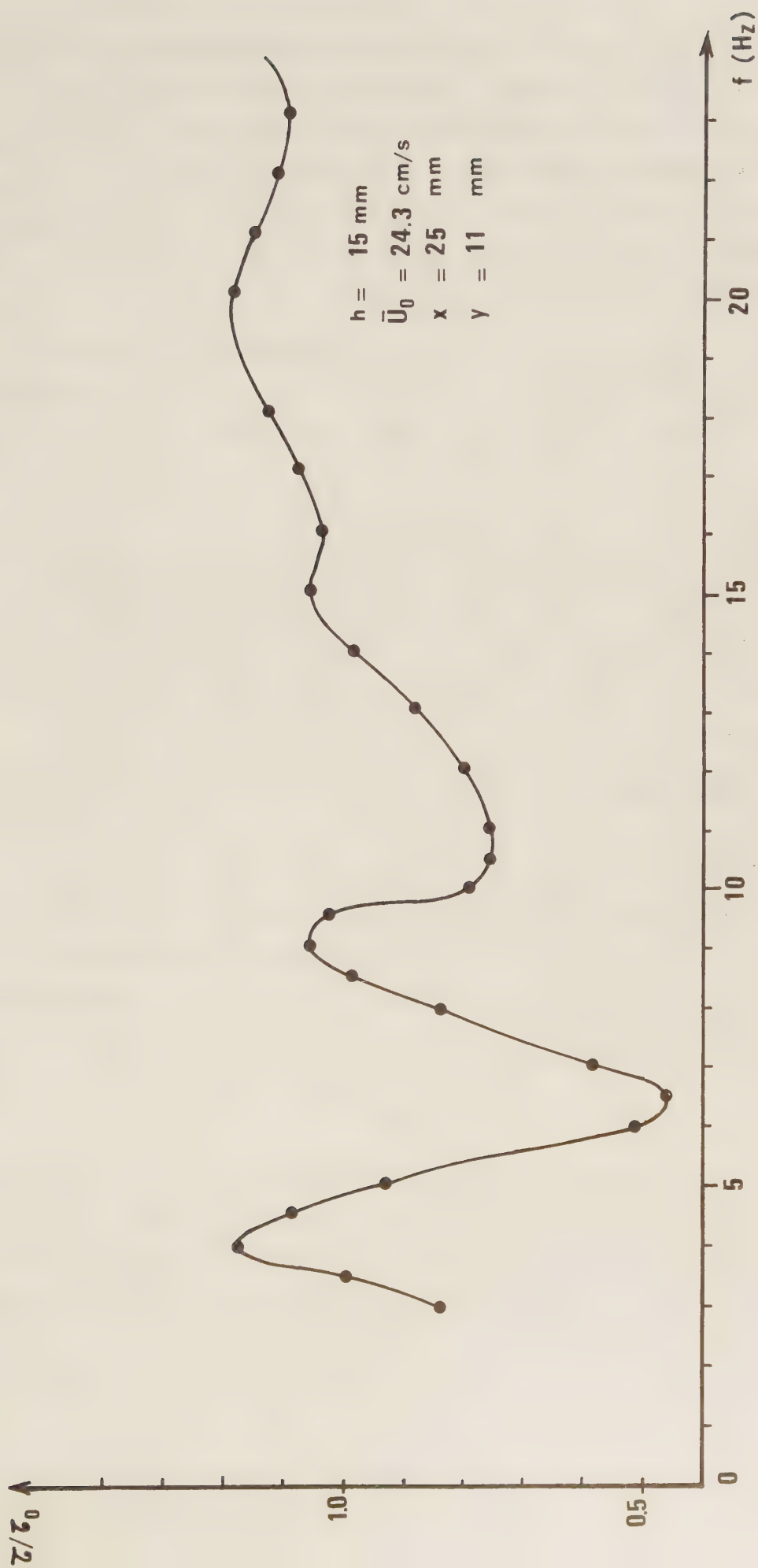


Figure IV,3
 Evolution du taux de fluctuation dans la couche
 de cisaillement en fonction de la fréquence

Ces fréquences semblent caractériser essentiellement le comportement de la zone de cisaillement. Toutefois l'étude des profils de taux de fluctuation montre des différences suffisamment importantes pour qu'il soit permis de penser que le phénomène observé dans la couche de cisaillement ait une influence sur le comportement de la zone recirculée. Nous présentons dans le tableau T6 les valeurs de F'_{Ml} déduites de F'_{Mi} et F'_{mj} par les formules suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} F'_{Ml} = \frac{1}{i} F'_{Mi} & \text{pour les maxima} \\ F'_{Ml} = \frac{2}{(2j-1)} F'_{mj} & \text{pour les minima} \end{array} \right. \qquad (IV,2)$$

Valeurs de F'_{Ml} (en m^{-1})						
$\overline{U}_o$ (m/s)	1er min.	1er max.	2ème min.	2ème max.	3ème min.	3ème max.
0,18			18,2	18,3	19,2	19,1
0,243		16,4	17,7	18,1		20,5
0,345 faible taux	23,2	20,3	19,6	21	19,2	19
0,345 fort taux	20,8	16,9	19,7	19,2	18,8	19,5
0,56	20,8	18,2	19,4			
0,70	19,7	18,4	19,9			

(Les cases non remplies correspondent soit à des fréquences réelles en dehors de notre domaine d'étude soit à des fréquences réduites qui ne peuvent pas être déterminées avec une précision suffisante).

TABLEAU T6

On constate que ces valeurs sont bien du même ordre de grandeur. L'écart maximal n'atteint pas 20 % et est inférieur à 10 % pour la plupart des valeurs. Compte tenu de la précision de nos mesures, il nous semble illusoire d'affiner cette description qui est déjà satisfaisante.

Afin de mieux cerner le phénomène, nous avons réalisé des auto-corrélations du signal anémométrique. Pour les fréquences correspondant à un minimum du taux de fluctuation, on constate que le signal a beaucoup perdu de sa cohérence. En revanche pour les fréquences correspondant à un maximum du taux de fluctuation, le signal est sinusoïdal et la fréquence est égale à la fréquence de pulsation.

Dans les cas correspondant aux minima, les courbes d'autocorrélation peuvent présenter des formes assez différentes. D'une manière générale, le signal est fortement atténué, mais on constate souvent qu'une alternance sur deux l'est beaucoup plus (figure IV,4). Dans les cas extrêmes, on peut observer un signal complètement dégénéré ne comportant plus de trace de la pulsation, ou un signal qui retrouve une partie de sa cohérence mais à la fréquence $F/2$.

Nous pensons que ces observations peuvent être liées à l'existence d'une oscillation de la position de la couche de cisaillement. Dans ces conditions, il est possible d'envisager que cette oscillation soit contrariée ou au contraire amplifiée par un comportement particulier de la zone confinée. Cette hypothèse restera toutefois à confirmer.

Relation entre f_0 et les fréquences associées aux extréma du taux de fluctuation

On remarque que f_0 et les fréquences associées aux extréma du taux de fluctuation ont les mêmes propriétés, à savoir :

- proportionnalité à la vitesse U_0
- indépendance de la hauteur de marche et de la viscosité.

On vérifie aisément que :

$$f_0 / F_{M1} \approx 3 \quad (IV,3)$$

Ce résultat est systématique, il résulte d'un phénomène physique plus ou moins complexe liant la fréquence caractéristique en régime permanent à la fréquence correspondant au premier maximum du taux de fluctuation en écoulement pulsé. A la lumière des résultats obtenus ici, le lien direct entre les deux phénomènes observés ne nous paraît pas évident. En effet, les mesures faites en pulsant l'écoulement à la fré-

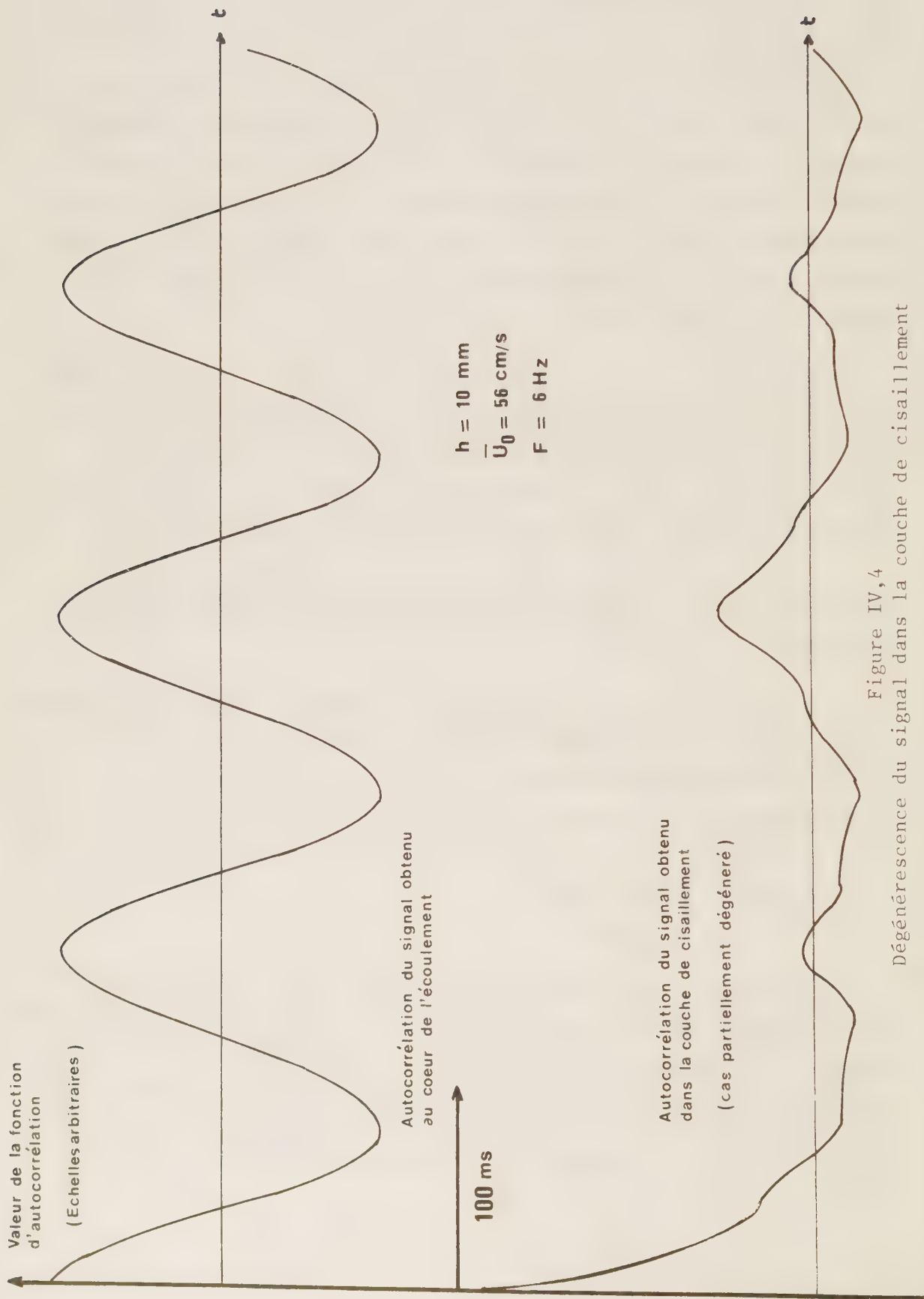


Figure IV, 4
Dégénérescence du signal dans la couche de cisaillement

quence f_0 n'ont mis en évidence aucun résultat particulier. De plus, des analyses spectrales ont été réalisées en écoulement pulsé pour diverses fréquences. Le pic de fréquence f_0 associé à la vitesse $\bar{U}_0$ n'a jamais été observé. Des expériences complémentaires s'avèrent donc nécessaires pour préciser le mécanisme d'action des pulsations sur la couche de cisaillement.

IV-3 Visualisations de l'écoulement en régime pulsé

A l'aide d'une caméra rapide, nous avons filmé l'écoulement après avoir injecté de fines bulles d'azote dans la conduite de retour du canal hydraulique. Il apparaît essentiellement deux cas :

- 1) Le tourbillon ne se décroche pas. Dans ces conditions, le sillage tourbillonnaire se contracte. Il se recroqueville d'autant plus que le taux de pulsation augmente. Dans certaines conditions de fréquence, on observe seulement un léger battement de la zone de recirculation. La zone de cisaillement semble alors isoler complètement la zone recirculée du coeur de l'écoulement. Des petites bulles d'azote emprisonnées dans cette couche de cisaillement y tourbillonnent et semblent ne pouvoir être happées dans le tourbillon principal que dans la zone du recollement.
- 2) Le tourbillon se décroche. Ce phénomène se produit dans des conditions particulières que nous préciserons par la suite. Dans ce cas leur taille au moment du décrochement est plus faible que la longueur de recirculation en écoulement permanent. Elle peut être réduite de moitié environ. Il existe plusieurs modes de décrochement de ces tourbillons:
 - Dans certains cas, ils sont gros et se détachent vers le coeur de la veine. Leur taille y augmente très rapidement, puis ils se diluent lentement.
 - Dans d'autres cas, les tourbillons sont plus petits et gardent après le décrochement leur individualité plus longtemps que dans la configuration précédente. Parfois ils se détachent tous vers le coeur de la veine. Parfois ils glissent tous les uns derrière les autres le long de la paroi.

Dans toutes les configurations avec décrochement qui ont été observées, ceux-ci se produisent à la fréquence de pulsation. Il semble qu'il puisse exister des décrochements de type mixte où les tourbillons sont alternativement dirigés vers la paroi, puis à coeur. En revanche nous n'avons pas observé de décrochement alterné entre le haut et le bas de la veine comme il en existe dans le sillage du cylindre.

Remarque : Il faut noter que l'étude par visualisation de la symétrie des décrochements est délicate. En effet, dans le cas de notre montage, les bulles arrivent plus grosses dans la partie supérieure de la veine. Cette région de l'écoulement est donc mieux matérialisée sur les images, ce qui rend très difficile l'observation objective de la symétrie. L'accumulation des bulles dans la marche supérieure peut être évitée dans certaines conditions de vitesse et de taux de pulsation. En particulier, nous avons toujours filmé à grande vitesse d'écoulement et pour des taux de pulsation relativement élevés. Par ailleurs, afin de mieux voir le tourbillon, nous nous sommes arrangés pour qu'il soit le plus gros possible et nous avons donc utilisé une marche de 15 mm de hauteur. Il en résulte que nous ne pouvons pas prétendre avoir filmé toutes les configurations d'écoulement.

IV-4 Condition de décrochement des tourbillons

Il semble d'après les visualisations que le tourbillon ne puisse pas avoir une taille longitudinale inférieure à la moitié de l'abscisse de la position moyenne du point de recollement en écoulement permanent, soit $3h$. Par ailleurs, lorsque ces tourbillons se décrochent, leur longueur d'onde λ est nécessairement supérieure ou égale à leur taille. D'où l'inégalité :

$$\lambda > 3h \quad (\text{IV-4})$$

Si on considère maintenant que la vitesse de convection de ces tourbillons est inférieure à la vitesse locale, elle-même inférieure à $\bar{U}_0$, il en résulte pour que les tourbillons puissent se décrocher à la fréquence de pulsation que leur longueur d'onde doit satisfaire l'inégalité suivante :

$$\lambda < \bar{U}_0 \Delta t = \bar{U}_0 / F \quad (\text{IV-5})$$

On déduit aisément la condition approchée de décrochement à la fréquence de pulsation F :

$$\frac{Fh}{U_0} < \frac{1}{3} \quad (\text{IV-6})$$

On appellera fréquence réduite le groupement $F^* = Fh / \overline{U}_0$. Il est raisonnable de penser que la valeur critique de cette fréquence réduite est nettement inférieure à $1/3$ car nous avons utilisé des majorants larges.

Valeur critique de la fréquence réduite

Connaissant maintenant l'ordre de grandeur il reste à déterminer la valeur critique réelle de cette fréquence réduite. Parmi les expériences réalisées avec des faibles hauteurs de marche, nous avons remarqué deux anomalies à l'extrême limite de la gamme des valeurs de F^* correspondant à notre domaine d'étude. En effet des autocorrélations ont été faites dans la couche de cisaillement sur tout notre domaine de vitesses, de fréquences et de hauteurs de marche. Dans deux cas, la loi relatée selon laquelle le signal autocorrélé est très déformé aux fréquences F_{mj} est mise en défaut. Nous avons exploré la couche de cisaillement en x et en y et le signal est toujours resté parfaitement cohérent. Nous pensons maintenant que cette cohérence est à attribuer au décrochement des tourbillons. La valeur associée de la fréquence réduite F^* est de 0,05 dans ces deux cas. Dans les mêmes conditions dynamiques, avec une hauteur de marche double de la précédente, le phénomène n'est pas observé et nous pouvons donc affirmer que la valeur critique F_c^* de la fréquence réduite est comprise entre 0,05 et 0,1. Enfin nous disposons d'un autre indice. Lors de notre étude dans la couche de cisaillement, la vitesse moyenne était toujours comprise entre U_c et $0,9 U_c$. Pour un point extrême de notre domaine d'étude caractérisé par : $\overline{U}_0 = 70 \text{ cm/s}$, $F = 3 \text{ Hz}$, $h = 15 \text{ mm}$ ($F^* \simeq 0,065$), nous avons observé une chute anormale de la vitesse moyenne associée à une augmentation élevée du taux de fluctuation. Cette forte augmentation du taux de fluctuation a également été observée quand nous avons réalisé les autocorrélations précédentes et il est donc légitime de relier les deux phénomènes.

En conclusion, il nous paraît évidemment nécessaire de multiplier les expériences pour confirmer ce résultat, mais nous pouvons d'ores et déjà penser que la valeur critique de la fréquence réduite est voisine de 0,07.

IV-5 Etude pariétale

L'étude de la veine par voie polarographique a été effectuée avec une marche de 10 mm de hauteur. En plus de l'étude générale des phénomènes pariétaux, nous cherchons à mettre en évidence la contraction du sillage ainsi que le seuil de décrochement des tourbillons quand celui-ci existe.

IV-5.1 Etude du tourbillon de coin

Comme en régime permanent, il existe un petit tourbillon calé dans l'angle de la marche, entre la paroi et le tourbillon principal. Il est apparu que ce tourbillon de coin occupe une largeur beaucoup plus réduite en écoulement pulsé. La sonde la plus proche de la marche en était distante de 9 mm. Dans de nombreuses configurations dynamiques, il ne nous a pas été possible d'annuler l'intensité du courant différentiel des sondes doubles. Toutefois on remarque une brusque augmentation de l'abscisse moyenne du point de décollement quand les valeurs de la fréquence réduite F^* atteignent 0,1. Cette observation est vraisemblablement due au fait que le tourbillon est presque dans les conditions critiques de décrochement. Il se déstabilise et provoque ainsi un déplacement de l'abscisse moyenne de décollement.

IV-5.2 Etude du tourbillon principal

Nous nous proposons d'étudier la position moyenne du point de recollement quand il n'y a pas décrochement, la méthode utilisée est la même qu'en régime permanent. Les résultats sont portés sur les figures IV,5 et IV,6. On observe les faits suivants :

- Lorsque les valeurs de F^* sont supérieures à 0,1, le tourbillon est d'autant plus contracté que la fréquence est basse. On remarque que

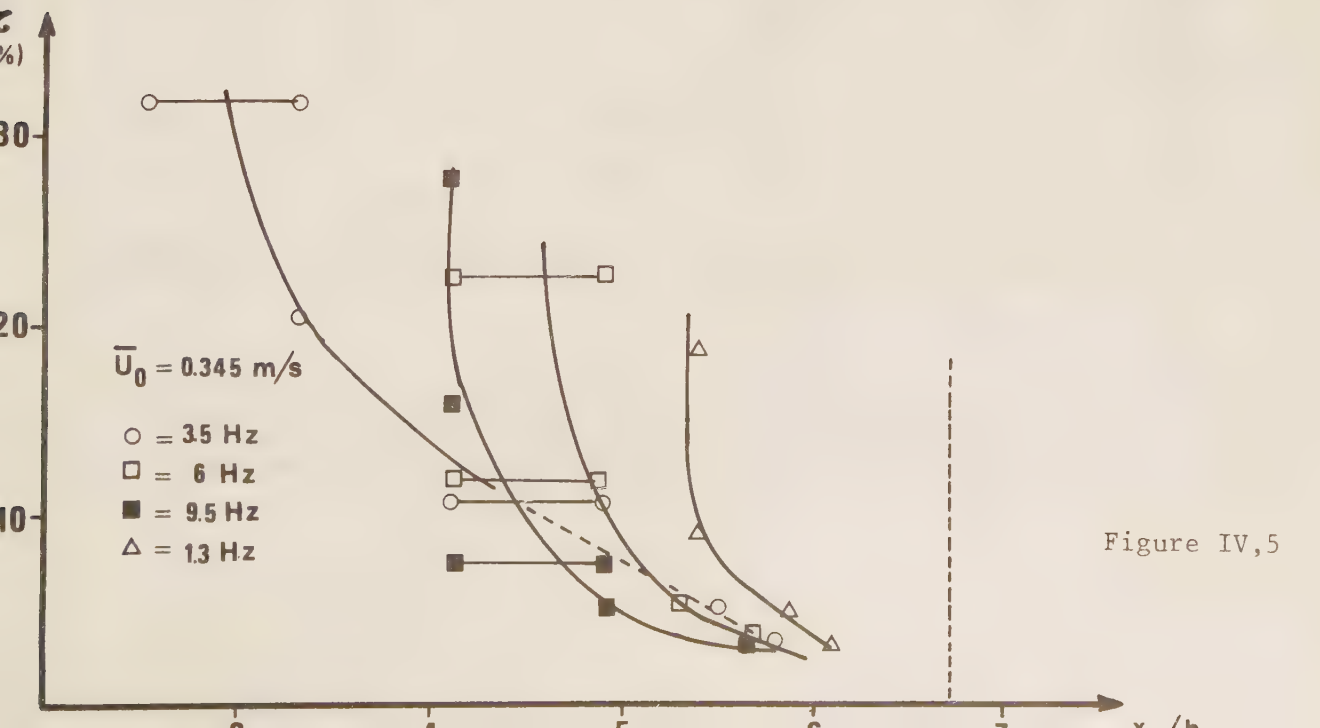
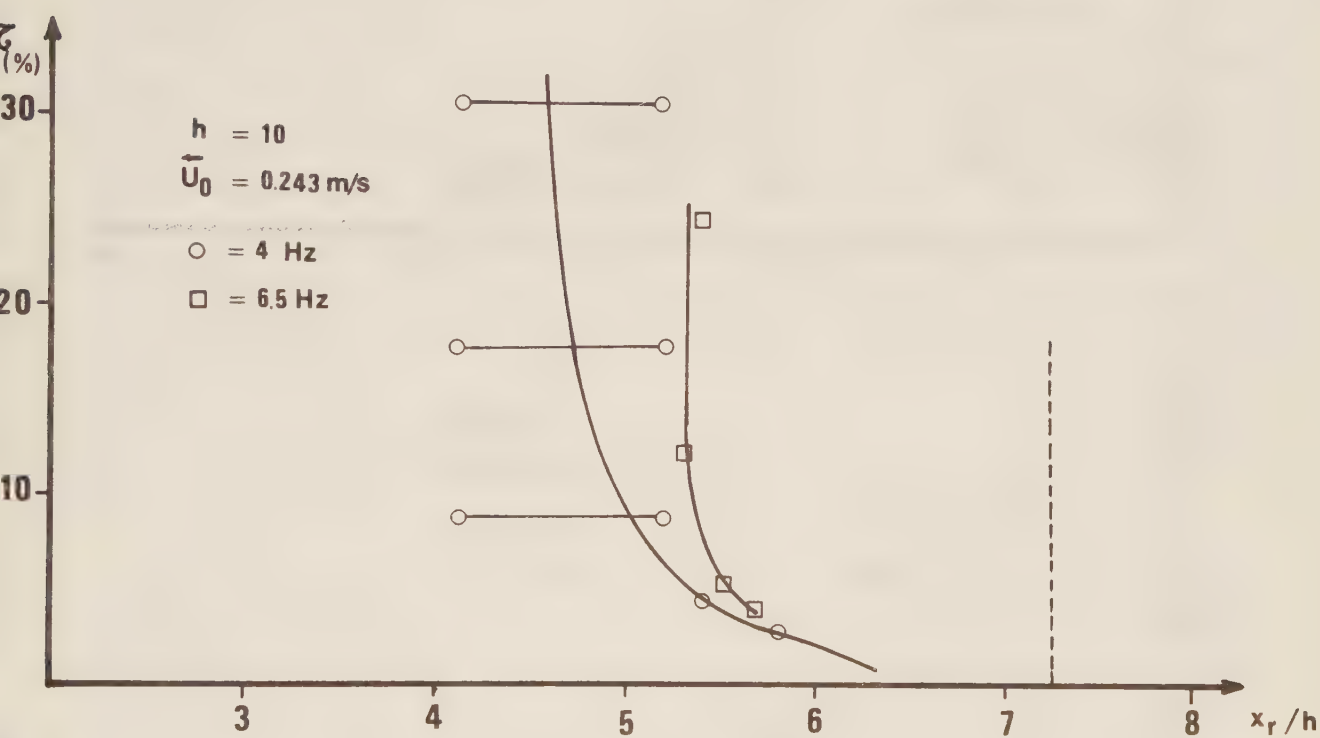
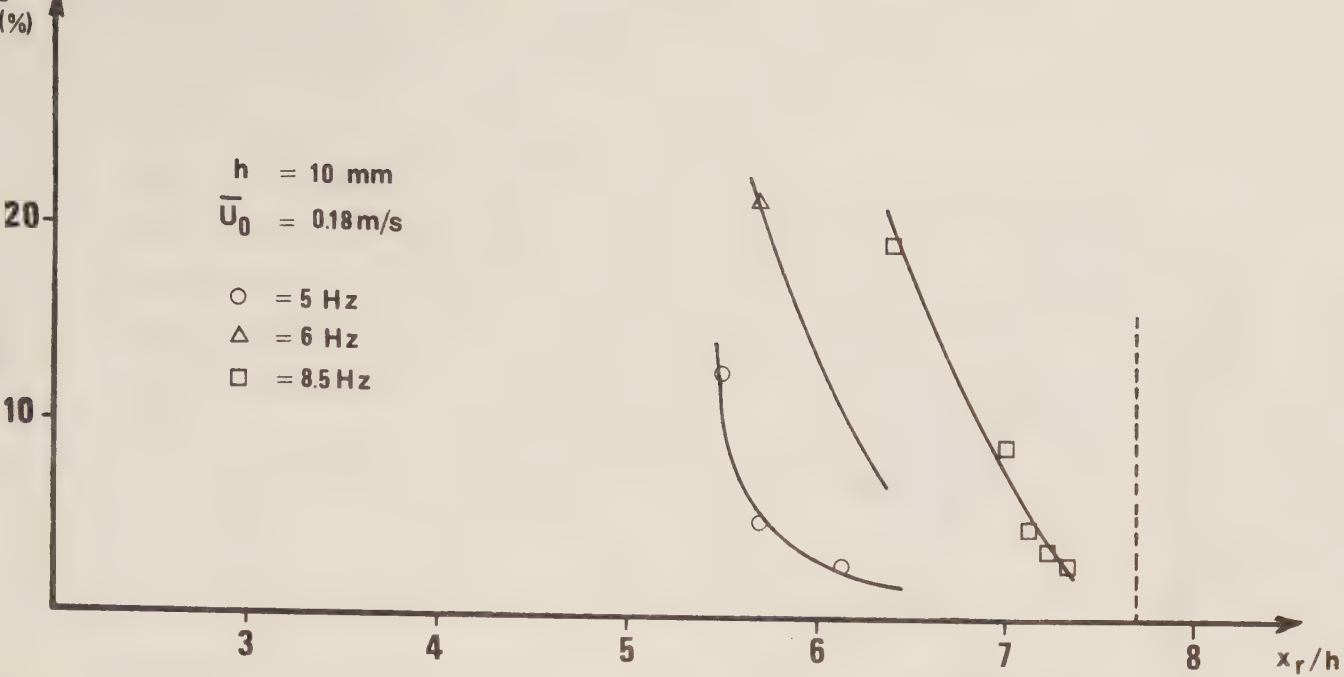


Figure IV,5

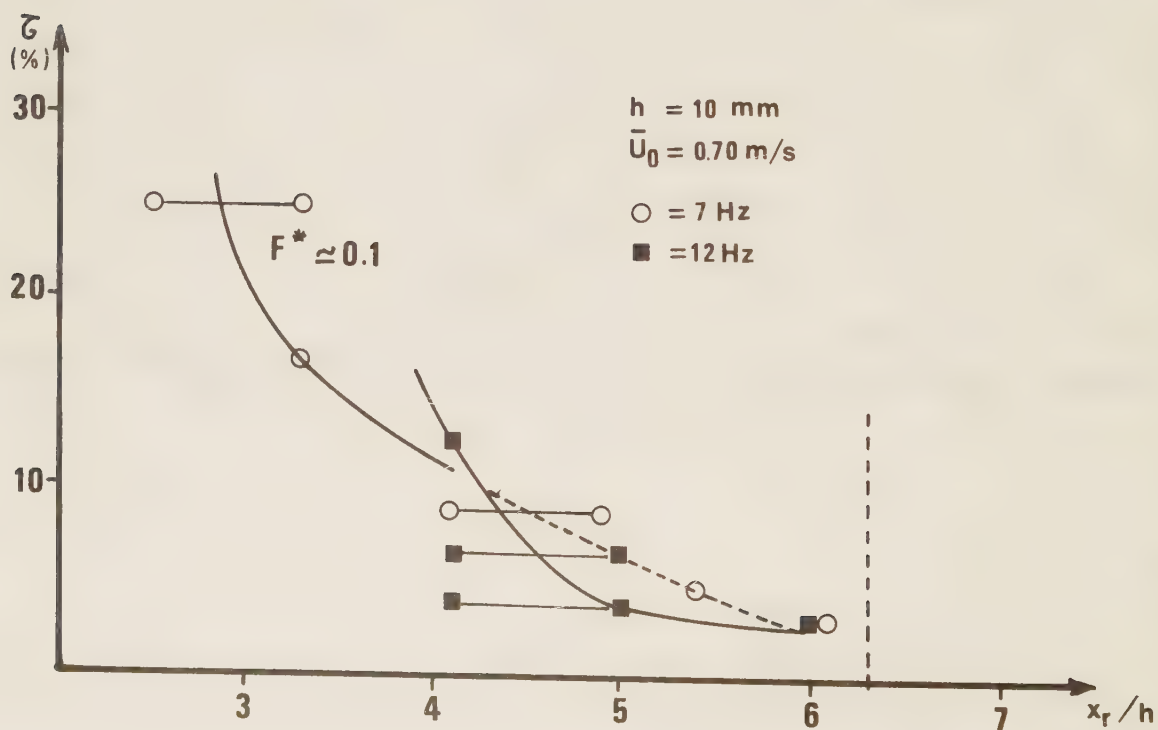
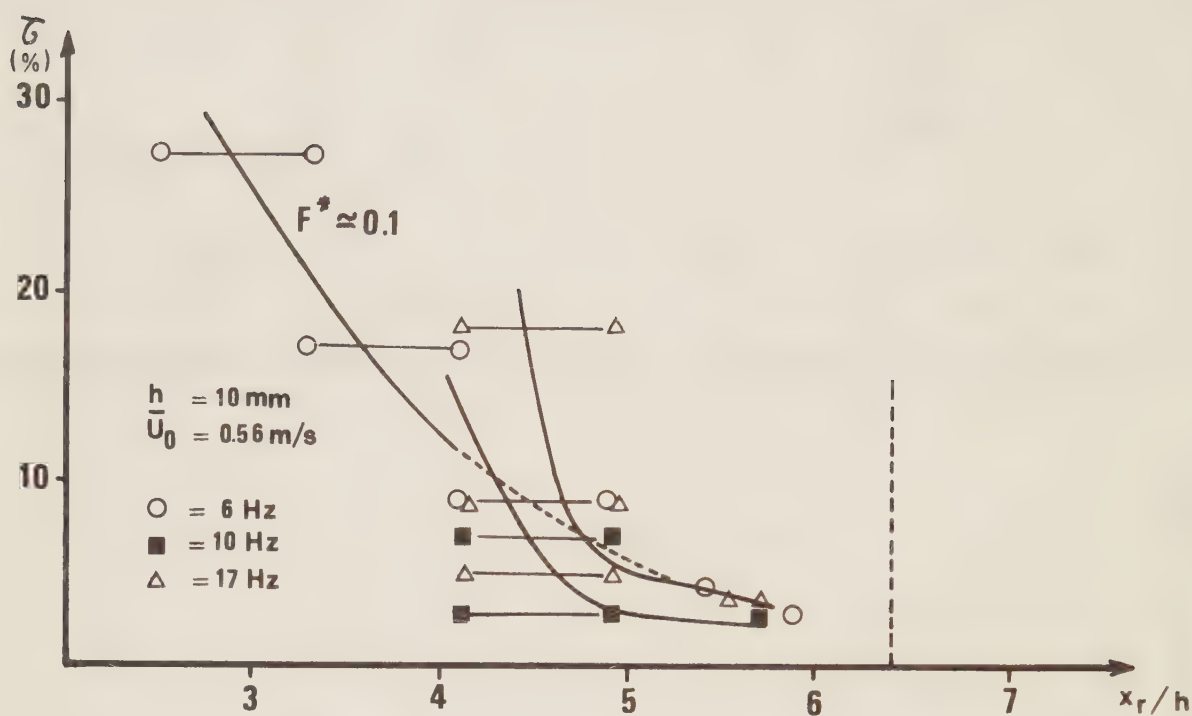


Figure IV,6
 Dans les cas où les figures comportent des traits fins horizontaux, il a seulement été vérifié que l'écoulement moyen changeait de sens pour les abscisses correspondant aux extrémités de ces traits.

pour une fréquence donnée, le point de recollement se rapproche d'autant plus de la marche que la vitesse $\bar{U}_0$ est élevée. On constate de plus que de très faibles taux de pulsation provoquent une forte contraction du tourbillon. Cette observation explique en partie le caractère fortement instationnaire de la zone recirculée en écoulement permanent. En revanche, l'augmentation du taux au-dessus d'une valeur d'environ 20 % n'apporte plus de modification sensible à la taille du tourbillon. Il est possible d'imaginer que cette contraction maximale soit accompagnée d'une forte désorganisation de la structure tourbillonnaire.

- Lorsque les valeurs de F^* sont de l'ordre de 0,1, on remarque aux faibles taux de pulsation que les courbes sont situées au-dessus des précédentes, et aux forts taux que l'abscisse de la position moyenne est faible. Ce résultat est à relier aux observations qui ont été faites à propos du tourbillon de coin. Le tourbillon qui est stable lorsque la fréquence réduite F^* est supérieure à 0,1 se met probablement à respirer dans les conditions présentes. Cette respiration serait alors responsable du changement d'évolution de la position moyenne du point de recollement.

IV-5.3 Etude de la phase du gradient pariétal de vitesse

Des intercorrélations ont été réalisées avec des sondes polarographiques situées respectivement sous le tourbillon et loin en aval dans la veine. On sait que le déphasage de vitesse entre le coeur de l'écoulement et la paroi en aval du recollement peut être considéré comme faible. Nous pouvons donc déterminer avec une précision satisfaisante le déphasage existant entre la vitesse au coeur de l'écoulement et le gradient pariétal de vitesse sous le tourbillon. Il apparaît de façon systématique que l'écart de phase est proche de 180° au coeur du tourbillon (Cf. figure IV,7). Ce déphasage de 180° indique que la vitesse pariétale augmente quand celle de l'écoulement diminue. On peut donc penser que le cisaillement est transmis depuis le coeur de l'écoulement jusqu'à la paroi et vient ainsi contrarier la rotation du tourbillon. Dans certains cas comme dans celui de la figure IV,7, le déphasage avoisine 180° sur toute la longueur du tourbillon principal. Dans d'autres

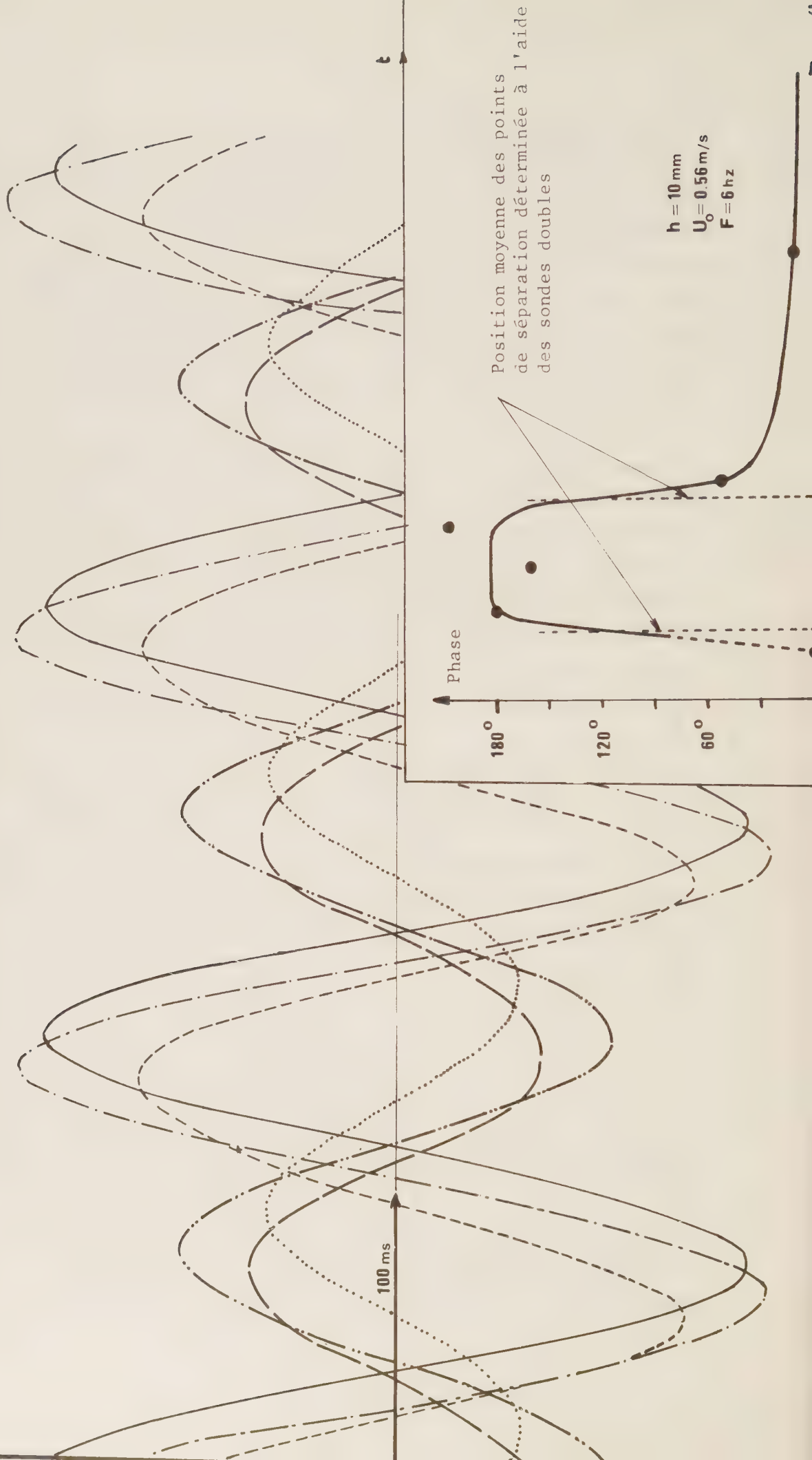
Échelles
arbitraires)

— 17 mm — 41 mm
..... 25 mm — 85 mm

Sonde de référence à 205 mm
en aval de la marche

Phase du gradient pariétal de vitesse
dans la zone recirculée en écoulement pulsé

$h = 10 \text{ mm}$
 $\bar{U}_0 = 0.56 \text{ m/s}$
 $F = 6 \text{ Hz}$



cas, le déphasage de 180° apparaît seulement au milieu du tourbillon et devient quelconque quand on s'écarte un peu de ce milieu. Cette dernière observation est certainement liée à des instabilités de la zone tourbillonnaire.

L'écart de phase mesuré est voisin de zéro dans la zone correspondant au tourbillon de coin. Mais dans ce dernier cas, il semble qu'il faille attribuer cette observation non pas au fait que le gradient de vitesse est en phase, mais au fait que ce tourbillon est particulièrement incohérent. On constate en effet sur la figure IV,8 qu'il n'apparaît aucune trace de pulsation dans la courbe d'autocorrélation réalisée à cet endroit.

Enfin dans certains cas on observe sur les courbes d'intercorrélation réalisées à partir des mesures faites dans chacune des zones de séparation qu'il y a un doublement de la fréquence (figure IV,9). Dans ces cas la fréquence réduite associée est de l'ordre de 0,1 à 0,2. On peut donc penser que ce phénomène résulte d'une part de l'instabilité du tourbillon qui est presque dans les conditions critiques de décrochement et d'autre part d'un effet de battement de la couche de cisaillement.

IV-6 Conclusion

En écoulement pulsé nous avons mis en évidence un premier phénomène lié à la couche de cisaillement. Nous connaissons maintenant les lois qui le régissent avec une approximation satisfaisante. L'interprétation du phénomène ne peut pas être donnée avec certitude, mais nous pensons qu'il s'agit d'une oscillation de la position de cette couche de cisaillement. D'autre part, le phénomène de décrochement des tourbillons dépend comme nous l'avons montré de la valeur de la fréquence réduite $F^* = Fh/\overline{U}_0$. L'observation des résultats anémométriques nous permet de penser que la valeur critique de cette fréquence réduite F_c^* est d'environ 0,07.

Pour des valeurs de F^* supérieures à F_c^* , le tourbillon principal est stable. Ses dimensions dépendent assez fortement des conditions dynamiques de l'écoulement. De faibles taux de pulsation suffisent à le contracter dans des proportions importantes. Pour des taux plus

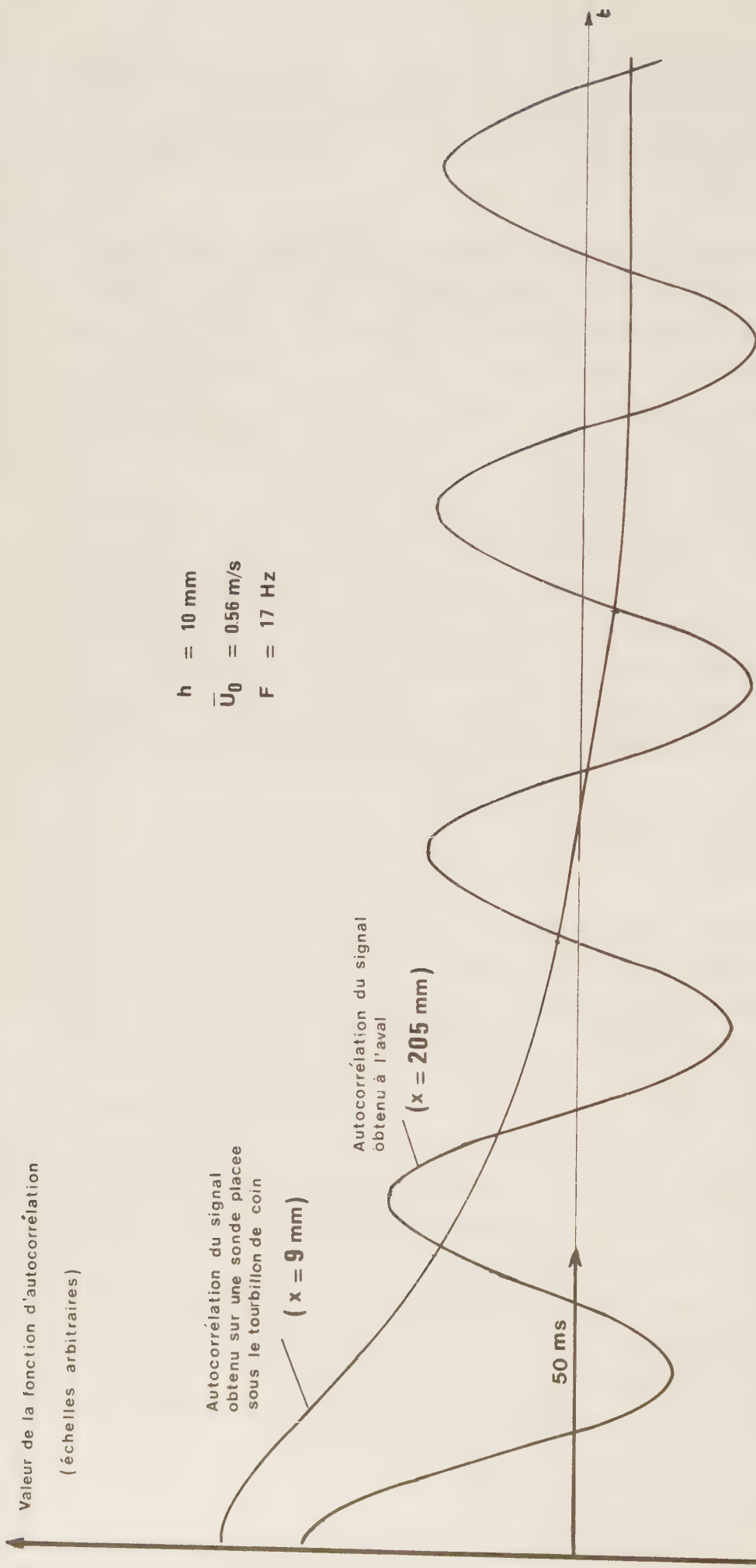


Figure IV,8
Incohérence du gradient pariétal
de vitesse dans le tourbillon de coin

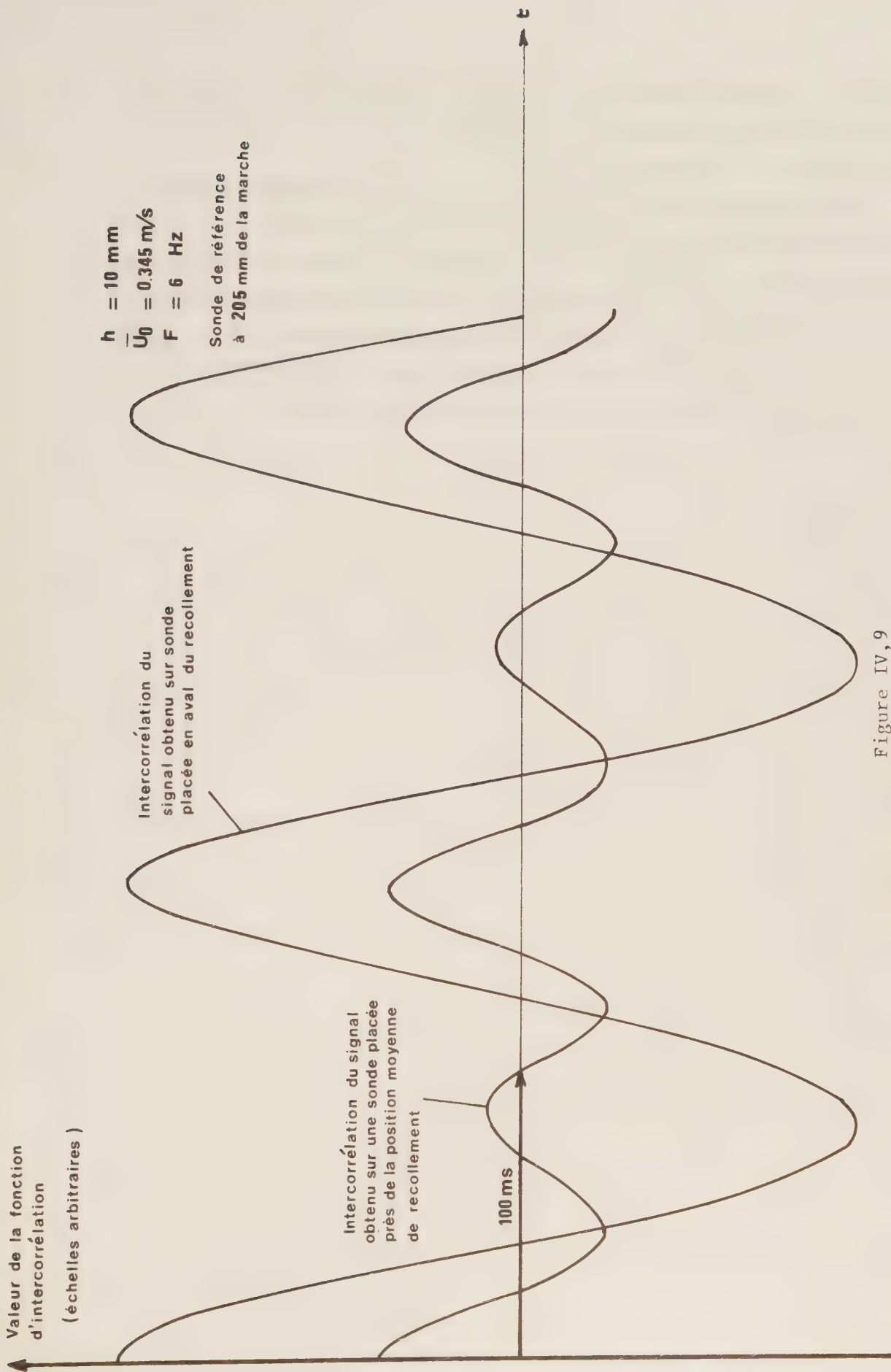


Figure IV, 9
 Doublement de fréquence dans la zone de séparation

élevés, il semble exister une dimension limite du tourbillon. Cette dimension limite diminue quand on augmente la vitesse $\overline{U}_0$ ou quand on diminue la fréquence de pulsation.

Pour des valeurs de F^* de l'ordre de F_c^* , les mesures polarographiques montrent que le tourbillon est très instable.

Pour des valeurs de F^* inférieures à F_c^* on observe le décrochement des tourbillons à la fréquence de pulsation imposée. Dans ces conditions, le mode de décrochement est très complexe et il s'avère nécessaire de prendre en compte non seulement l'évolution du sillage mais également l'action de la couche de cisaillement.

Conclusion

Une étude numérique de la réponse des sondes polarographiques a été effectuée. Elle a permis de préciser les effets de la diffusion tangentielle dans le cas des sondes simples et des sondes doubles. Les écarts avec les lois limites couramment utilisées ont été estimés et permettent de mieux connaître les domaines où les approximations usuelles peuvent être faites. D'autre part, lors de l'utilisation de batterie de sondes il apparaît que des précautions très grandes doivent être prises pour minimiser les effets de sillage qui peuvent altérer la mesure dans les zones de bas gradients.

L'étude expérimentale de l'écoulement en aval d'une marche a été faite en régimes d'écoulement permanent et pulsé.

Les mesures faites en écoulement permanent ont montré que la couche de cisaillement a un comportement identique à celui qui est observé dans le cas d'une couche de cisaillement séparant deux écoulements parallèles. Les mesures polarographiques pariétales dans la zone recirculée ont permis de préciser les dimensions des différentes régions composant la zone recirculée. Les dimensions moyennes sont en bon accord avec celles qui ont été mesurées par d'autres auteurs. En plus des précisions apportées sur le comportement de la zone recirculée, notre étude grâce à des mesures pariétales fines instantanées et non perturbatrices montre que la zone recirculée a un caractère fortement instationnaire.

Les mesures faites en écoulement pulsé font apparaître un phénomène complexe lié à la couche de cisaillement. Les lois qui gouvernent ce phénomène ont été données avec une précision satisfaisante, mais l'interprétation ne peut pas encore être donnée avec certitude. Nous pensons toutefois qu'il s'agit d'une oscillation de la couche de cisaillement. En revanche les lois qui gouvernent le décrochement de la zone recirculée sont données à partir d'un schéma faisant apparaître une fréquence réduite F^* . La valeur critique de cette fréquence réduite F_c^* caractérisant le décrochement de tourbillons est voisine de 0,07.

- Dans le domaine de fréquence correspondant à l'absence de décrochement : $F^* > 0,07$ notre étude a permis de définir le comportement de la zone recirculée. Celle-ci se contracte très rapidement pour de faibles taux de pulsation. Pour des taux plus élevés, la taille du tourbillon tend vers une limite. Cette limite est d'autant plus petite que la fréquence de pulsation est basse et que la vitesse de l'écoulement est élevée.
- Pour des valeurs de F^* voisines de 0,07 le sillage tourbillonnaire est très instable.
- Pour F^* inférieur à $F_c^* = 0,07$ on observe le décrochement des tourbillons suivant plusieurs modes et l'interaction avec la couche de cisaillement rend le problème encore plus complexe.

En résumé les principes essentiels du comportement de la zone recirculée en écoulement pulsé sont donc maintenant connus. L'étude devra être poursuivie afin de préciser la valeur des paramètres critiques et de savoir si le phénomène observé dans la couche de cisaillement est susceptible d'amplifier ou au moins de modifier les mécanismes de décrochement.

Annexe

COMPLEMENTS SUR LA RESOLUTION NUMERIQUE

A-1 Discrétisation des équations

L'équation à résoudre est :

$$U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} = D \Delta C$$

qui s'écrit en variables réduites :

$$U^* \frac{\partial C^*}{\partial x^*} + V^* \frac{\partial C^*}{\partial y^*} = \frac{\partial^2 C^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial y^{*2}} \quad (A,1)$$

Dans la suite du texte nous supprimerons les astérisques afin d'alléger l'écriture. Il reste entendu toutefois que toutes les variables sont réduites, comme cela a été défini au chapitre I-3.

La discrétisation de (A,1) se conduit en calculant une intégrale double de chacun des membres. Cette intégrale est calculée sur une surface rectangulaire fictive dont les sommets sont les centres de 4 mailles du réseau. Cette surface ainsi que les différentes notations sont explicitées sur la figure (A,1).

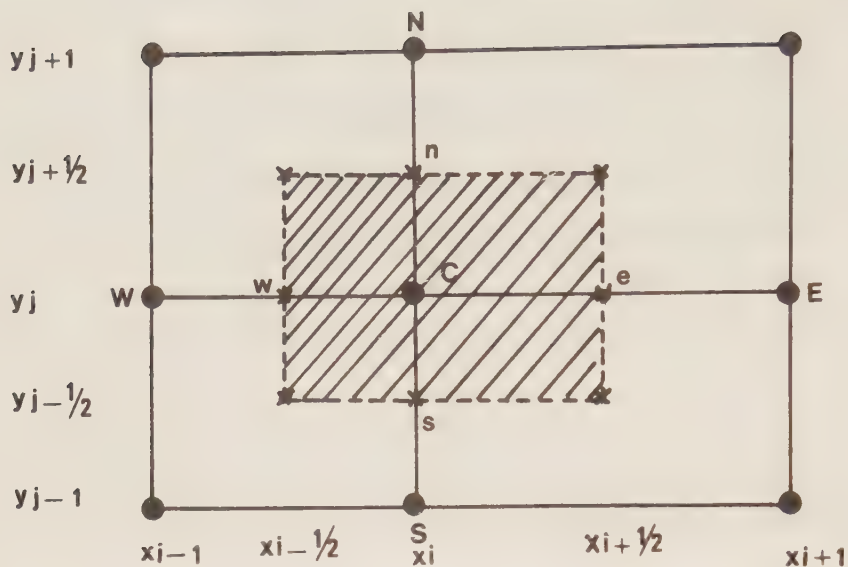


Figure A,1

a) Intégration du Laplacien :

Soit à évaluer :

$$I = \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) dx dy$$

$$I = \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \left[\frac{\partial C}{\partial x} \right]_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} dy + \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \left[\frac{\partial C}{\partial y} \right]_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} dx$$

L'expression se décompose en 4 intégrales du même type.

Etudions la première :

$$I = \int_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} \left[\frac{\partial C}{\partial x} \right]_{x_{i+\frac{1}{2}}} dy = \int_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} \frac{C_{i+1,j} - C_{i,j}}{x_{i+1} - x_i} dy$$

en utilisant un schéma centré du second ordre.

Il vient :

$$I_1 = \frac{y_{j+\frac{1}{2}} - y_{j-\frac{1}{2}}}{x_{i+1} - x_i} (C_{i+1,j} - C_{i,j}) = \frac{1}{2} \frac{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}}{\Delta x_i} [C_{i+1,j} - C_{i,j}]$$

Les trois autres intégrales se calculent selon le même procédé et on obtient finalement :

$$I = KE(C_{i+1,j} - C_{i,j}) + KW(C_{i-1,j} - C_{i,j}) + \\ KN(C_{i,j+1} - C_{i,j}) + KS(C_{i,j-1} - C_{i,j})$$

$$\text{en posant : } \begin{cases} KE = \frac{1}{2} \frac{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}}{\Delta x_i} & KW = \frac{1}{2} \frac{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}}{\Delta x_{i-1}} \\ KN = \frac{1}{2} \frac{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}}{\Delta y_j} & KS = \frac{1}{2} \frac{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}}{\Delta y_{j-1}} \end{cases}$$

b) Intégration du premier membre de l'équation :

$$\text{Soit : } J = \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} \int_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} \left[U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} \right] dx dy$$

Remarquons en utilisant le fait que : $\text{div } \vec{V} = 0$ que :

$$U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[C U \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[C V \right]$$

Il vient alors :

$$J = \int_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} \left[C U \right]_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} dy + \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} \left[C V \right]_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} dx$$

qui se décompose comme précédemment en 4 intégrales.

Etudions la première :

$$J_1 = \int_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} \left[C U \right]_{x_{i+\frac{1}{2}}} dy$$

et définissons une valeur moyenne de C telle que :

$$J_1 = \bar{C}_{i+\frac{1}{2}} \int_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} \left[U \right]_{x_{i+\frac{1}{2}}} dy$$

Soit :

$$J_1 = \frac{\bar{C}_{i+\frac{1}{2}}}{4} (\Delta y_j + \Delta y_{j-1}) (U_{i+1,j} + U_{i,j})$$

que nous noterons :

$$J_1 = \frac{1}{2} \bar{C}_{i+\frac{1}{2}} (\Delta y_j + \Delta y_{j-1}) U_e$$

Formulons les hypothèses suivantes pour poursuivre le calcul :

- C est uniforme sur chaque rectangle élémentaire
- La valeur moyenne $\bar{C}$ sur une frontière du rectangle élémentaire est la valeur de C dans le rectangle amont par rapport au fluide. En particulier :

$$\bar{C}_{i+\frac{1}{2}} = \begin{cases} C_{i+1} & \text{si } U_{i+\frac{1}{2},j} < 0 \\ C_i & \text{si } U_{i+\frac{1}{2},j} > 0 \end{cases}$$

$$\text{Soit : } \bar{C}_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \frac{1}{|U_e|} \left[-U_e + |U_e| \right] C_{i+1,j} + \frac{1}{2} \frac{1}{|U_e|} \left[U_e + |U_e| \right] C_{i,j}$$

d'où J_1 , et les trois autres intégrales s'obtiennent par le même procédé.

$$\begin{aligned} \text{Posons maintenant : } X &= \frac{1}{4} (\Delta x_i + \Delta x_{i-1}) \\ Y &= \frac{1}{4} (\Delta y_j + \Delta y_{j-1}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J \text{ s'écrit : } J &= Y \left[(-|U_e| + U_e) C_E + (|U_e| + U_e) C_C \right] \\ &\quad - Y \left[(-|U_w| + U_w) C_C + (|U_w| + U_w) C_W \right] \\ &\quad + X \left[(-|V_n| + V_n) C_N + (|V_n| + V_n) C_C \right] \\ &\quad - X \left[(-|V_s| + V_s) C_C + (|V_s| + V_s) C_S \right] \end{aligned}$$

Utilisant la conservation de la masse sur la maille intermédiaire, soit :

$$YU_e - YU_w + XV_n - XV_s = 0$$

il vient après transformation :

$$\begin{aligned} J &= Y(C_C - C_E) \left[\frac{|U_e| - U_e}{2} \right] + Y(C_C - C_W) \left[\frac{|U_w| + U_w}{2} \right] \\ &\quad + X(C_C - C_N) \left[\frac{|V_n| - V_n}{2} \right] + X(C_C - C_S) \left[\frac{|V_s| + V_s}{2} \right] \end{aligned}$$

c) Bilan des intégrations

Ecrivons l'égalité des deux sommes : $I = J$

Il vient :

$$\alpha_E(C_E - C_C) + \alpha_W(C_W - C_C) + \alpha_N(C_N - C_C) + \alpha_S(C_S - C_C) = 0$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_E = KE + Y(|U_e| - U_e) \\ \alpha_W = KW + Y(|U_w| + U_w) \\ \alpha_N = KN + X(|V_n| - V_n) \\ \alpha_S = KS + X(|V_s| + V_s) \end{array} \right.$$

d'où :

$$C_C = \frac{\alpha_E C_E + \alpha_W C_W + \alpha_N C_N + \alpha_S C_S}{\alpha_E + \alpha_N + \alpha_W + \alpha_S}$$

qui fournit $C_{i,j}$ en fonction de la concentration aux quatre noeuds adjacents, pour tout point n'appartenant pas aux frontières du domaine.

A-2 Tests de convergence

Le calcul du champ de concentration est arrêté lorsque l'un des deux critères suivants est réalisé :

- 1) Le maximum pour tout le réseau, de l'écart de concentration en un même point entre les $n^{\text{ème}}$ et $n+1^{\text{ème}}$ itérations devient inférieur à 10^{-5} .
- 2) Le flux sur l'électrode, calculé toutes les 10 itérations, est convergé avec une précision relative de 5.10^{-7} .

A-3 Coefficient de relaxation et "accélération" de la convergence

Il existe des formulations donnant le coefficient de relaxation optimal dans le cas de réseaux à pas constant. A notre connaissance, il n'en existe pas dans le cas des réseaux à pas variable. Quelques expériences ont été menées avec une valeur de gradient réduit. Il s'est avéré très intéressant d'optimiser ce coefficient puisque le nombre d'itérations peut être divisé par 3 ou 4. Par contre la recherche

précise et systématique du meilleur coefficient est apparue trop onéreuse. Nous avons finalement opté pour un compromis. Le calcul est amorcé avec un coefficient de relaxation de 1,9 et la rapidité de convergence est testée sur 20 itérations. Si cette rapidité est jugée satisfaisante, on continue le calcul ; sinon le coefficient de relaxation est diminué de 0,1 et ainsi de suite. Nous ne détaillerons pas ce test assez subjectif puisqu'il y a généralement une montée brutale des concentrations dans les premières itérations (on atteint fréquemment 10^{10}) suivie d'une chute plus ou moins lente pour revenir à des valeurs inférieures à l'unité. A titre indicatif, nous avons pu constater que :

- pour un maillage donné, le coefficient de relaxation doit être diminué quand S^* augmente ;
- pour un gradient donné, le coefficient de relaxation doit être diminué quand la taille du réseau augmente.

Pour donner une idée des ordres de grandeur, la résolution du champ est faite avec un coefficient de 1,9 pour $S^* = 3$ et 1,1 pour $S^* = 10\,000$. Pour les gradients de valeur inférieure, il semble qu'il y ait toujours convergence mais celle-ci est toujours tellement lente qu'il n'est pas possible d'en tirer de conclusion.

La condition aux limites à l'aval ($\frac{\partial C}{\partial x} = 0$) nous paraît physiquement plus satisfaisante que celle qui était utilisée auparavant, mais en revanche elle présente l'inconvénient de ralentir très nettement le processus de convergence. Nous avons constaté qu'il est possible de réduire fortement le temps de résolution en initialisant toute la partie aval du réseau à une valeur supposée proche de la valeur finale (0,7 ou 0,8).

A-4 Précision des résultats

Dans un premier temps, il convient de vérifier si les résultats obtenus ne dépendent pas de la taille du réseau utilisé. Ces tests n'ont pas été faits systématiquement car d'une part ils représentent un investissement important et d'autre part ils n'étaient pas réalisables dans la gamme des gradients les plus intéressants, c'est-à-dire

aux faibles gradients. (A bas gradient, le réseau était toujours employé dans ses dimensions maximales). Un test a donc été fait pour une valeur intermédiaire de gradient : $S^* = 108$. Un premier passage a été fait avec un réseau normal. Puis afin de minimiser les éventuelles perturbations d'ordre purement numérique, nous avons repris exactement le même réseau auquel nous avons rajouté des mailles de telle façon que toutes les dimensions autres que celles de l'électrode soient doublées. Pour le même niveau de convergence, l'écart obtenu sur le flux global est de l'ordre de 1%, ce qui est très satisfaisant.

En ce qui concerne la précision des résultats, nous ne sommes pas suffisamment qualifiés pour la discuter. On peut par contre faire une estimation de la dispersion des résultats. Il semble d'une manière générale que le flux calculé dans la partie centrale de l'électrode soit entaché d'une incertitude négligeable ; par contre la détermination des parties asymptotiques du flux est plus délicate et est sensiblement influencée par la dimension des mailles. Un calcul approché nous permet d'estimer à environ 1% la dispersion qui peut être attendue en fonction des caractéristiques du maillage. Ce calcul semble satisfaisant car il est effectivement un majorant de la dispersion observée sur les courbes de flux global.

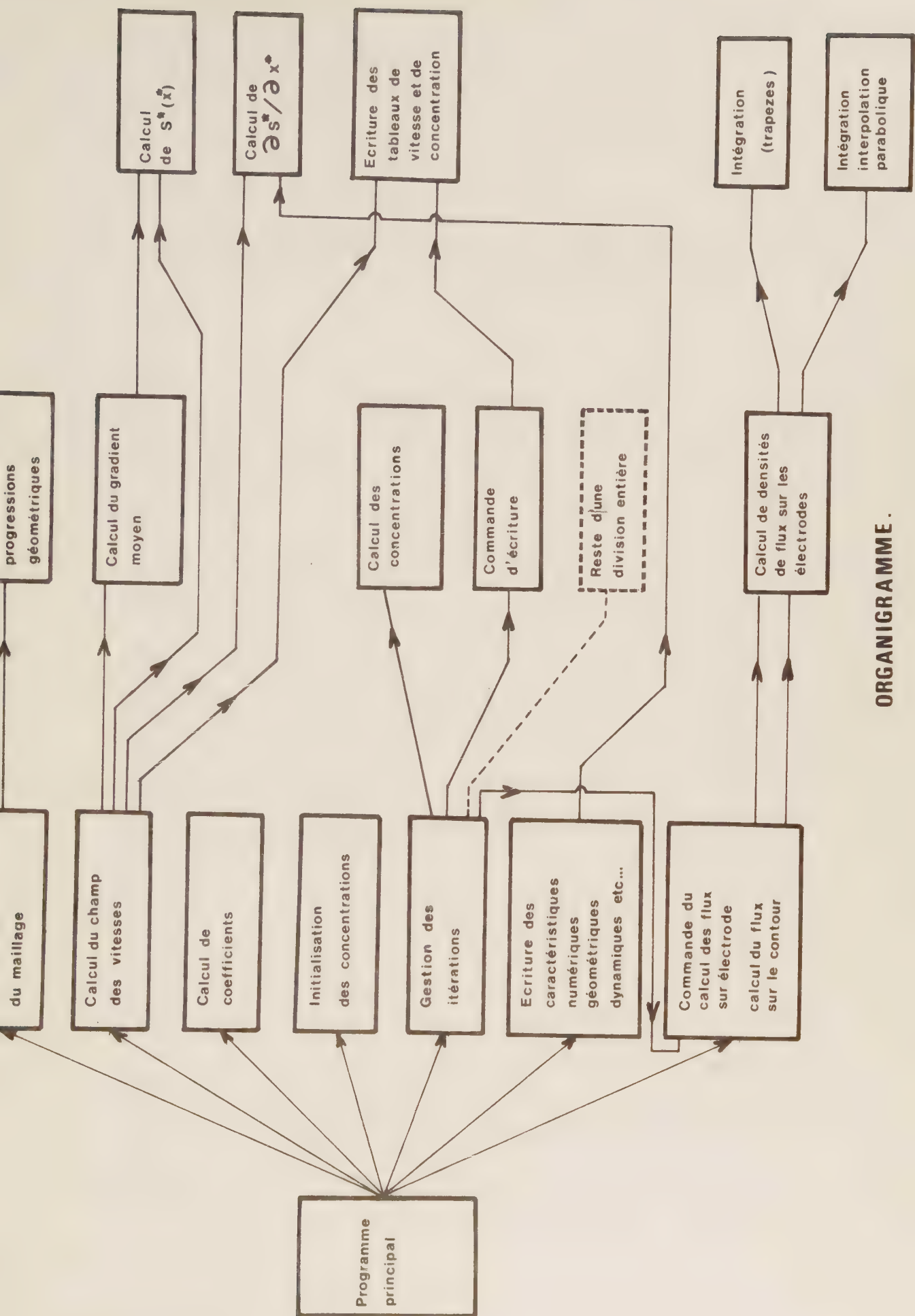
A-5 Moyens de résolution

Le programme de calcul est écrit en FORTRAN IV et la résolution est effectuée sur un ordinateur CII 10 070. Pour les sondes simples, le temps de calcul varie approximativement de 4 mn pour $S^* = 10\ 000$ (environ 100 itérations) à 20 mn pour $S^* = 1$ (700 itérations). Pour les sondes doubles, les réseaux utilisés comportant plus de noeuds, le temps de calcul est un peu plus long. En général, pour ces sondes la convergence est également ralentie ce qui augmente en plus le nombre d'itérations.

Enfin, il faut noter que le calcul en "double précision" (codage sur 64 bits) s'est avéré nécessaire.

A-6 Organigramme

Nous ne pouvons pas reproduire ici les 800 instructions du programme, réparties dans 18 sous-programmes. Nous donnons toutefois (page IX) un organigramme synthétique de l'ensemble afin de visualiser plus clairement l'organisation générale des calculs.



ORGANIGRAMME.

Références Bibliographiques

- [1] MARTIN M., *Thèse d'Etat*, Nancy (28 Octobre 1969).
- [2] STOCCHI B., *Thèse de Docteur-Ingénieur*, Nancy (1971).
- [3] LÉBOUCHE M., MARTIN M., PY B., *Revue Générale de Thermique*, 126, p 531 (1972).
- [4] LÉBOUCHE M., *C. R. Acad. Sc.*, t 277, p 765 (1973).
- [5] TIN KAN HUNG et ENZO MACAGNO, *Laminar eddies in a two-dimensional conduit expansion - La Houille Blanche n° 4* (1966).
- [6] ENZO MACAGNO et TIN KAN HUNG, *Computational and experimental study of a captive annular eddy - J. Fluid Mech.*, 28-1, p 43 (1967).
- [7] BRADSHAW P. et WONG F.Y.F., *The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer - J. Fluid Mech.*, 52-1, p 113 (1972).
- [8] SANANES F., HA MINH H., HEBRARD P., *Méthode de calcul des écoulements turbulents appliquée au rétablissement de l'écoulement après un changement brusque de section en conduite cylindrique - Communication au 1er Congrès Français de Mécanique*, Poitiers (1973).
- [9] GOLDSTEIN R.J., ERIKSEN V.L., OLSON R.M., ECKERT E.R.G., *Laminar Separation, Reattachment, and Transition of the Flow Over a Downstream-Facing Step - Trans. A.S.M.E. - J. of Basic Eng.*, p 732 (1970).
- [10] ABBOTT D.E. et KLINE S.J., *Experimental Investigation of Subsonic Turbulent Flow over Single and Double Backward Facing Steps - Trans. A.S.M.E. - J. of Basic Eng.*, p 317 (1962).
- [11] FILETTI et KAYS, *Trans. A.S.M.E. - J. of Heat Transfer*, p 163 (1967).
- [12] RUNCHAL A.K., *Mass transfer investigation in turbulent flow downstream of sudden enlargement of a circular pipe for very high SCHMIDT numbers - Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 14, p 781 (1971).
- [13] MARTYNENKO O.G. et BAIRASHEVSKY V.A., *Local Heat transfer in a separation zone behind a step - Communication au Séminaire International: "Heat and mass transfer in flows with separated regions" - Herceg Novi* (1969).
- [14] CHILCOTT R.E., *A review of separated and reattaching flows with heat transfer - Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 10, p 783 (1967).

- [15] COUNIHAN J., HUNT J.C.R., JACKSON P.S., *Wakes behind two-dimensional surface obstacles in turbulent boundary layers - J. of Fluid Mech.*, 64-3, p 529 (1974).
- [16] OKA S., *Flow field between two roughness elements in developed turbulent channel flow - Communication au Séminaire International : "Heat and mass transfer in flows with separated regions" - Herceg Novi (1969).*
- [17] MORKOVIN M.V., *AFOSR Scientific Report AFOSR TR 72 0908.*
- [18] MAULL D.J., EAST L.F., *Three dimensional flows in cavities - J. of Fluid Mech.*, 16-4, p 620. (1963).
- [19] GRAND D., LATROBE A., VERNIER P., *Courants de recirculation dans une cavité - Rapport C.E.A. - R - 4448 (1).*
- [20] HOGAN J.M., *Flow Over a Downstream-Facing Step in Response to Periodic Changes in the Free Stream Speed - Master's thesis - Illinois Institute of Technology (1972). (document non encore parvenu).*
- [21] HOGAN J.M. et MORKOVIN M.V., *On the Response of Separated Pockets to Modulations of the Free Stream - Communication au SYMPOSIUM IUTAM Karlsruhe (1972).*
- [22] COGNET G., *Thèse d'Etat, Nancy (Septembre 1968).*
- [23] LÉBOUCHE M., *Thèse d'Etat, Nancy (28 Octobre 1968).*
- [24] SON J.S. et HANRATTY T.J., *J. of Fluid Mech.*, 35-2, p 353 (1969).
- [25] LÉBOUCHE M., *C. R. Acad. Sc.*, t 270, p 1757 (1970).
- [26] LÉBOUCHE M., *C. R. Acad. Sc.*, t 276, p 1245 (1973).
- [27] PY B. et GOSSE J., *C. R. Acad. Sc.*, t 269, p 401 (1969).
- [28] GOSMAN A.D., PUN W.M., RUNCHAL A.K., SPALDING D.V. et WOLFHSTEIN M., *Heat and mass transfer in recirculating flows - Academic Press London, New York (1969).*
- [29] CARSLAW et JAEGER, *Conduction of Heat in Solids - Clarendon Press Oxford (1960-1962).*
- [30] LABBÉ M. et LÉBOUCHE M., *C. R. Acad. Sc. (à paraître).*
- [31] NEWSON J.D. et RIDDIFORD A.C., *Limiting Currents for the Reduction of the Tri-iodide Ion at a Rotating Platinum Disk Cathode - J. of the Electrochemical Soc.*, p 695 (1961).
- [32] PY B., *C. R. Acad. Sc.*, t 270, p 202 (1970).
- [33] DUHAMEL P., *Thèse d'Etat, Nancy (8 Octobre 1971).*
- [34] HENRY R., *C. R. Acad. Sc.*, t 274, p 1853 (1972).
- [35] BECKER H.A. et MASSARO T.A., *Vortex evolution in a round jet - J. Fluid Mech.*, 31-3, p 435 (1968).
- [36] BEAVERS G.S. et WILSON T.A., *Vortex growth in jets - J. Fluid Mech.*, 44-1, p 97 (1970).

- [37] JONES B.G., HAMMERSLEY R.J., PLANCHON H.P., SPENCER B.W., *The turbulence structure in the plane two-stream mixing layer - Communication au "Joint Meeting of the Fluids Engineering Division and the Applied Mechanics Division" - Georgia Institute of Technology - Atlanta (20 Juin 1973).*
- [38] WINANT C.D. et BROWAND F.K., *Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate REYNOLDS number - J. Fluid Mech.*, 63-2, p 237 (1974).
- [39] ABRAMOVICH G.N., *Theorie of turbulent jets - M.I.T. Press Cambridge, Massachusetts (1963).*

NOM DE L'ETUDIANT : LABBE Michel

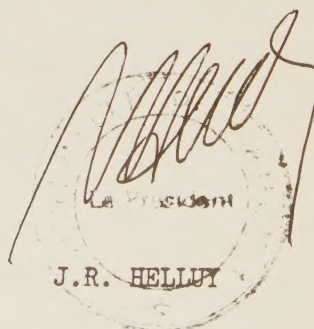
NATURE DE LA THESE : DOCTEUR INGENIEUR

VU, APPROUVE

& PERMIS D'IMPRIMER

NANCY, le 22 janvier 1975

LE PRESIDENT DE L'UNIVERSITE DE NANCY I



J.R. HELLUY

